ORSAY

N° d'ordre : 0031

THÈSES

présentées à la

Faculté des Sciences de l'Université de Paris

pour obtenir

Le Titre de Docteur-Ingénieur

par

J-P. LAUDE

1 ère THESE : Réalisation d'un Fabry-Perot asservi au parallélisme et essais d'un spectromètre constitué par l'association de deux Fabry-Perot asservis en bandes passantes.

2 ème THESE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 10 Mai 1966 devant la Commission d'Examen

M. P. JACQUINOT... ....Président

MM. A. MARECHAL.....
R. CHABBAL..... } Examinateurs

PARIS 1966

d'ordre :

THÈSES

présentées à la

Faculté des Sciences de l'Université de Paris

pour obtenir

Le Titre de Docteur-Ingénieur

par

J-P. LAUDE

1 ère THESE : Réalisation d'un Fabry-Perot asservi au parallélisme et essais d'un spectromètre constitué par l'association de deux Fabry-Perot asservis en bandes passantes.

2 ème THESE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 1966 devant la Commission d'Examen

M. P. JACQUINOT... ....Président

MM. A. MARECHAL.....
R. CHABBAL..... } Examinateurs

PARIS 1966

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Le présent travail a été effectué sous l'inspiration et la direction constante de Monsieur le Professeur CHABBAL. Je tiens à lui exprimer ici ma profonde reconnaissance.

Je remercie Monsieur CONNES pour les nombreux conseils qu'il m'a donnés, concernant les problèmes d'asservissement.

Je remercie Monsieur G. MICHEL qui, avec la collaboration de Messieurs BAUDOUX et SEGUIN, a mis au point une importante partie des dispositifs électroniques.

Enfin je remercie les nombreux chercheurs du laboratoire qui m'ont apporté leur aide, et plus particulièrement Monsieur PINARD et Monsieur BEN MENA.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544321_0010

INTRODUCTION

L'étalon Fabry-Perot asservi au parallélisme et deux étalons Fabry-Perot asservis en bandes passantes.

On connaît les avantages de l'étalon Fabry-Perot en tant que spectromètre : sa résolvance n'est théoriquement pas limitée, et l'étendue du faisceau transmis au récepteur est supérieure à celle que l'on peut obtenir avec des associations de prismes et de réseaux. [1]

Cependant, ces avantages ne sont pleinement atteints que par une étude rigoureuse des conditions d'utilisation. [9]

Pour des études de structures hyperfines, on trouve les conditions optimum de l'emploi de l'étalon Fabry-Perot. Il s'agit alors d'étudier à hautes résolutions des domaines spectraux peu étendus, et cette utilisation a déjà connu de nombreux développements : Hypeac ; Pepsios. [2] [3]

Pour des mesures de la largeur Doppler de raies émises par un plasma on a trouvé utile d'employer un spectromètre Fabry-Perot fixe multi-canal.21

Il existe un spectrographe pouvant analyser un grand intervalle spectral à haute résolution : le Simac. [22]

Il reste à réaliser pratiquement un spectromètre pouvant analyser à toute résolution un spectre aussi étendu que possible, grâce à une association de spectromètres Fabry-Perot.

Cette tentative de généralisation entraîne deux difficultés essentielles :

1° - Pour déplacer la bande passante d'un étalon Fabry-Perot sur un intervalle spectral aussi étendu que l'on désire, on doit faire appel à un procédé de variation de la distance géométrique entre les deux lames qui n'altère

pas la résolvance par dérèglage du parallélisme.

Pour cette raison nous étudions dans la première partie de cette thèse un nouvel étalon Fabry-Perot à grand balayage.

2° - Les bandes passantes de chaque étalon Fabry-Perot doivent être maintenues coïncidantes au cours d'un balayage du spectre aussi étendu soit-il.

Dans la deuxième partie de cette thèse nous examinons les possibilités de satisfaire à cette condition.

PARTIE A

UN ETALON FABRY-PEROT ASSERVI A RESTER PARALLELE AU COURS D'UNE VARIATION DE SON EPAISSEUR

I - ETUDE du FABRY-PEROT ASSERVI au PARALLELISME

1. L'exploration du spectre à l'aide d'un spectromètre Fabry-Perot peut se faire par variation d'indice du gaz placé entre les lames.

L'intervalle spectral explorable $\Delta\lambda$ est proportionnel à la variation relative d'indice, et à la longueur d'onde :

$$\lambda \frac{\Delta n}{n} = \Delta\lambda$$ - Il est toujours limité.

Ce procédé intéressant pour les hautes résolutions dans de nombreux problèmes devient inutilisable aux basses résolutions où l'intervalle spectral à explorer est en général beaucoup plus large.

On doit alors faire appel à des procédés mécaniques de variation de la distance géométrique entre les deux lames, procédés qui se sont avérés difficiles le parallélisme entre les deux lames étant difficilement respecté sur de grands intervalles spectraux.

Fixation d'une des lames sur parallépipède déformé par action d'une came, membrane déformée par variation de pression ou action d'une came, électrostriction, permettent d'obtenir des résultats variables mais non satisfaisants si l'on veut que les défauts de parallélisme des étalons soient inférieurs aux défauts de surfaces sur plusieurs ordres.

L'introduction d'asservissements du parallélisme tels que celui de J.V. Ramsay [4] ou le notre, a permis d'étendre dans de très larges mesures les performances de ces procédés.

2. Etude d'un procédé utilisant les propriétés des franges de superposition.

Pour que les défauts du parallélisme restent inférieurs aux défauts des surfaces, on a fait appel à un procédé d'asservissement.

L'étalon Fabry-Perot est (fig. 1) traversé à une extrêmité par un faisceau de lumière blanche ; à l'aide de deux petits miroirs le faisceau traverse l'étalon une seconde fois en une région diamétralement opposée.

Dans le champ on peut observer des franges à l'infini par rapport aux lames ; ce sont les franges de superposition d'un élément d'étalon avec l'étalon diamétralement opposé.

Si les deux miroirs de renvoi font initialement avec la normale aux éléments Fabry-Perot des angles de 45° , l'élément d'étalon B et l'image de l'élément d'étalon A font un angle nul (fig. 1).

Si l'un des miroirs tourne d'un angle $\frac{\omega}{2}$, l'élément B et l'image de A font un angle ω .

Un rayon incident quelconque donne naissance à des couples de rayons qui subissent des réflexions internes dans les deux lames.

Une étude complète ferait intervenir tous ces couples de rayons. On peut ne considérer que les rayons tels que R_1 et R_2 ; leur différence de marche est en première approximation, [5]

Si on prend n = 1 pour indice de l'air :

$$\delta = 2 (e_1 - e_2) + 2\theta\omega e_1 \qquad (1)$$

Cette expression donne la position des maxima et des minima d'intensité dans le plan focal de la lentille L.

En lumière blanche, la frange centrale correspond à $\delta = o$, elle est blanche.

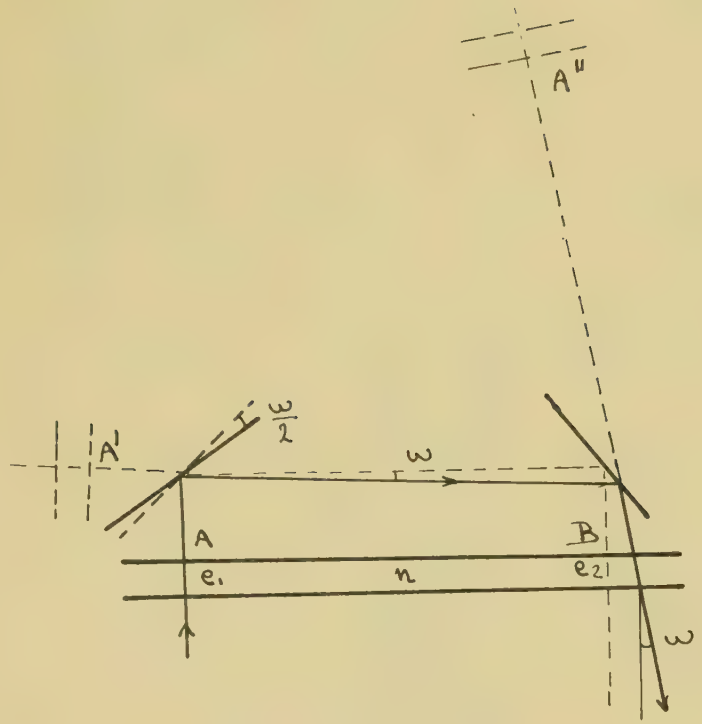


Fig 1

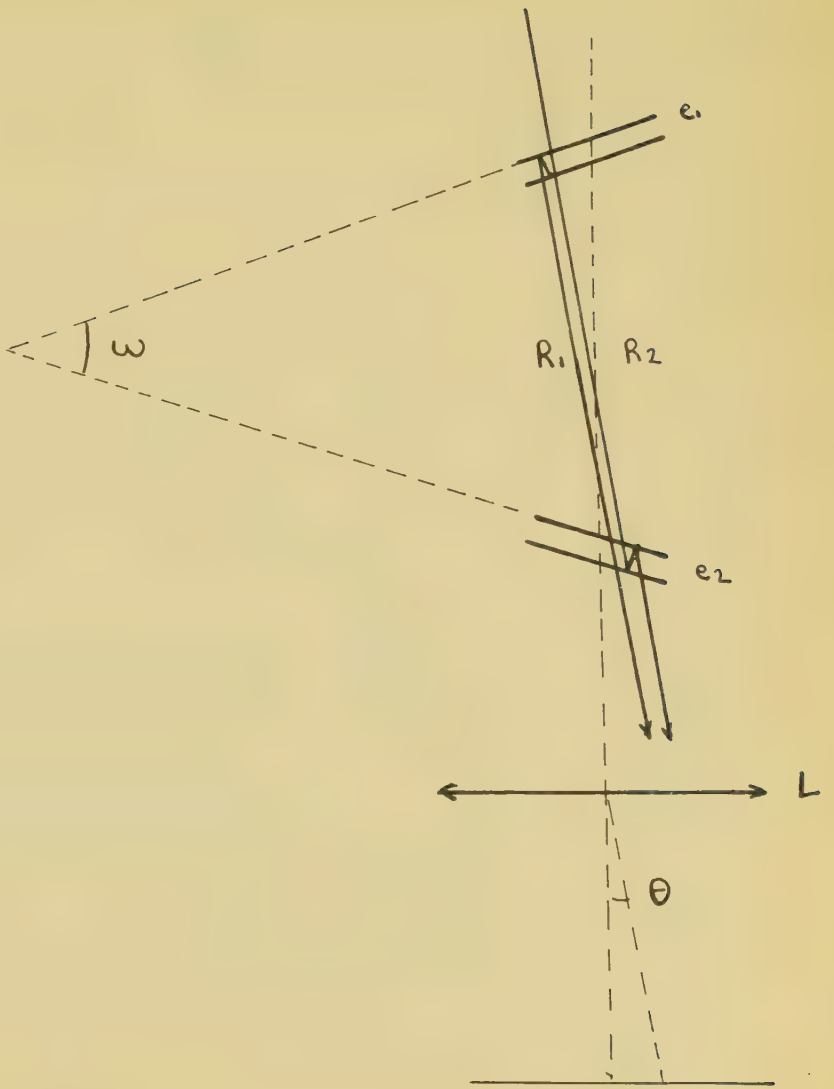


Fig 2

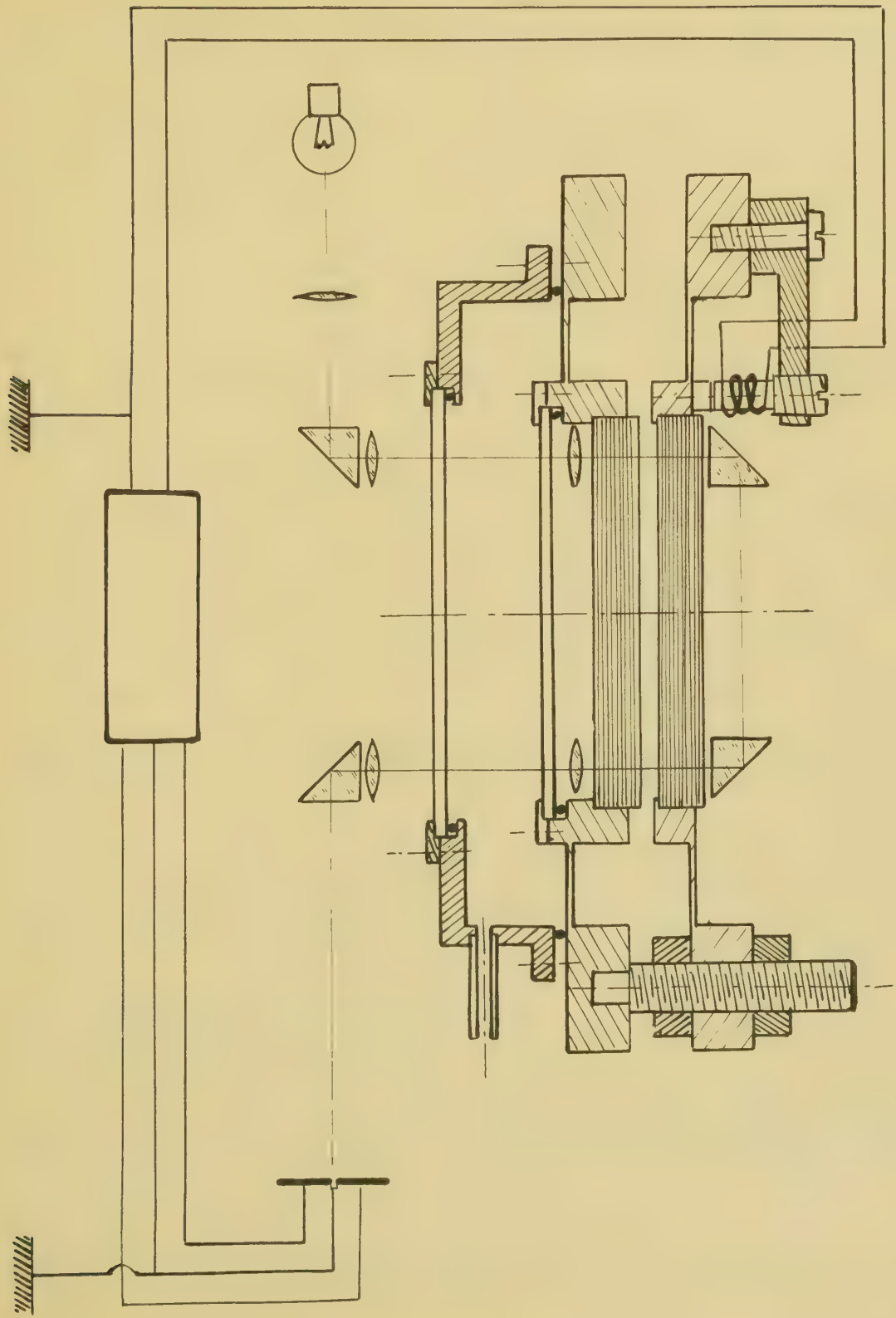


Fig 3

Les autres sont irisées et restent visibles tant que la différence de marche reste inférieure à quelques longueurs d'onde.

Ces franges sont parallèles à l'arête du dièdre formé par les deux miroirs.

La frange d'ordre o a pour position angulaire

$$\theta_o = \frac{(e_2 - e_1)}{\omega e_1} \qquad (2)$$

La condition de parallélisme est $e_2 = e_1$ soit $\theta_o = 0$, θ_o varie proportionnellement à $e_2 - e_1$

On voit qu'à tout déréglage du parallélisme correspondra un déplacement des franges de superposition perpendiculairement à elles-mêmes, le sens de déplacement des franges étant fonction du sens de déréglage.

On peut donc, à partir de la frange d'ordre o par exemple, obtenir un signal d'erreur qui, après amplification sera retourné pour corriger le déréglage.

Il faudra évidemment employer les mêmes dispositifs de correction dans deux directions perpendiculaires entre elles du plan des lames.

.3 Utilisation dans un système optique adapté.

I.3.a. Monture ventouse - Description :

Nous avons choisi pour expérimenter notre principe d'asservissement, une monture d'étalon Fabry-Perot dite "ventouse" , par ailleurs étudiée dans nos laboratoires (fig. 3).

Les lames de l'étalon sont montées sur des membranes souples en acier.

L'ensemble supportant la lame supérieure est porté par trois colonnes filetées. On peut ainsi régler la distance et le parallélisme des lames de manière approximative.

Un réglage plus fin du parallélisme est obtenu en déformant la membrane supérieure à l'aide de ressorts. La membrane inférieure peut être déformée en agissant sur la pression dans une chambre qu'elle ferme hermétiquement.

On peut ainsi faire varier l'épaisseur de l'étalon.

I.3.b. Système optique de référence

I.3.b.α. Considérations générales :

Le faisceau de référence est situé dans le proche infra-rouge, ce qui est intéressant si l'on veut utiliser l'étalon dans le visible ou l'ultra-violet. Pour cela on a déposé un coating à sept couches en $\lambda/4$ à maximum de réflexion pour 5.200 A° , de finesse réflectrice 65, et de transmission $\mathcal{T}$ = 50 - au centre et sur les bords non occultés par les prismes.

Dans les régions correspondant au passage du faisceau de référence, on a déposé de l'aluminium R = 50 % ce qui correspond à une faible finesse des franges de superposition, mais qui laisse passer plus d'énergie.

I.3.b.β. Précision demandée au maintien de la position de la frange blanche.

Sa position (voir fig. 1 et 2) est donnée dans l'équation :

$$2 (e_1 - e_2) + 2\omega\Theta_o e_1 = o \qquad (3)$$

Quand l'étalon est réglé, la distance angulaire entre deux franges consé-

cutives est .

$$i = \frac{\lambda}{2\, e_1 \omega} \qquad (4)$$

où ω est l'angle des axes des Fabry-Perot ramenés dans le même espace.

Si $e_1 - e_2$ varie de 0 à $2\alpha x$, la position angulaire de la frange blanche varie de $\Delta\theta$.

En substituant $(e_1 - e_2)$ par $2\alpha x$ dans (3) il vient :

$$4\alpha x + 2\omega \Delta\theta_{e_1} = 0 \qquad (5)$$

En comparant (4) et (5)

$$\boxed{\Delta\theta = \frac{4\alpha x}{\lambda}\, i} \qquad (6)$$

soit : $\boxed{\Delta\theta = 0,04\ i}$ pour $\alpha x = \frac{\lambda}{100}$

on devra donc contrôler la position de la frange blanche au quatre centième de l'interfrange.

I.3.b.γ . Rigidité du système de prismes de renvoi.

Si ω varie, la position des franges de superposition varie, entraînant une correction par l'asservissement qui ne compensera ce défaut qu'en dérèglant le parallélisme.

La frange blanche a pour direction celle de la bissectrice extérieure de l'angle ω .

Si ω varie de $\Delta\omega$ (température, mauvaise fixation des prismes) la fran-

ge blanche se déplace de $\frac{\Delta\omega}{2}$

Il faut $\frac{\Delta\omega}{2} < 0,04\ i$

ici i est choisi : $i \# \frac{1}{80}$ rd

On doit maintenir fixe les prismes dans la couronne, à la précision très large :

$$\Delta\omega < 3'$$

I.3.b. δ. Optique géométrique de référence.

Il faut éviter de placer des lentilles simples entre les deux éléments de Fabry-Perot A et B.

En effet, nous avons montré que les aberrations de ces lentilles rendraient rapidement le phénomène de superposition inobservable (la tache d'aberration avec des lentilles simples étant rapidement supérieure au rayon du premier anneau d'interférence, quand on monte des basses au moyennes résolutions.

Si l'on veut laisser libre une grande surface d'étalon pour le faisceau de mesure, on devra limiter la surface des éléments d'étalon utilisés.

On peut prendre par exemple :

$S_A = S_B = 1\ cm^2$ pour des étalons de diamètre 70mm.

L'impossibilité de placer des lentilles entre les éléments de Fabry-Perot A et B, et cette dernière condition donnent une limitation à l'étendue du

faisceau de référence U_r maximum :

$$\text{Ur maximum} = \frac{SA \times SB}{d^2} = 5.10^{-2} \text{ cm}^2$$

Le reste du calcul de combinaison consiste à faire en sorte que l'étendue Ur ne soit pas réduite en amont ou en aval.

La géométrie du montage d'étalon Fabry-Perot "ventouse" a conduit à la disposition de la figure (5) qui tient aussi compte du fait qu'il faut éloigner la source lumineuse de l'étalon pour éviter les perturbations thermiques.

La source à l'aide des lentilles L_1 et L_2 forme son image sur L_3, image légèrement plus grande que L_3 et ensuite sur L_5 grâce à L_4 une image plus petite que L_5. L'image de L_2 est placée en L_4 par l'intermédiaire de L_3, elle est plus grande que L_4.

Ainsi, on est sûr, ayant par ailleurs choisi l'ouverture de L_1, que l'étendue finale est bien l'étendue maximum compatible avec cette monture.

Perte par absorption et réflexion sur le faisceau de référence.

Il y a un inconvénient inérant à la monture "ventouse" : le faisceau de référence traverse I40 mm de verre, il rencontre trente six surfaces. Si ces surfaces ne sont pas traitées, les pertes par réflexion sont de 77 %. On peut donc compter que l'on ne reçoit que 20 % de l'énergie de la source sur les photo-cellules, si les lentilles ne sont pas traitées.

Aberrations sur le faisceau de référence.

La tache d'aberration chromatique et celle d'aberration sphérique ont un diamètre du même ordre = 0,3 mm , ce qui n'est pas gênant.

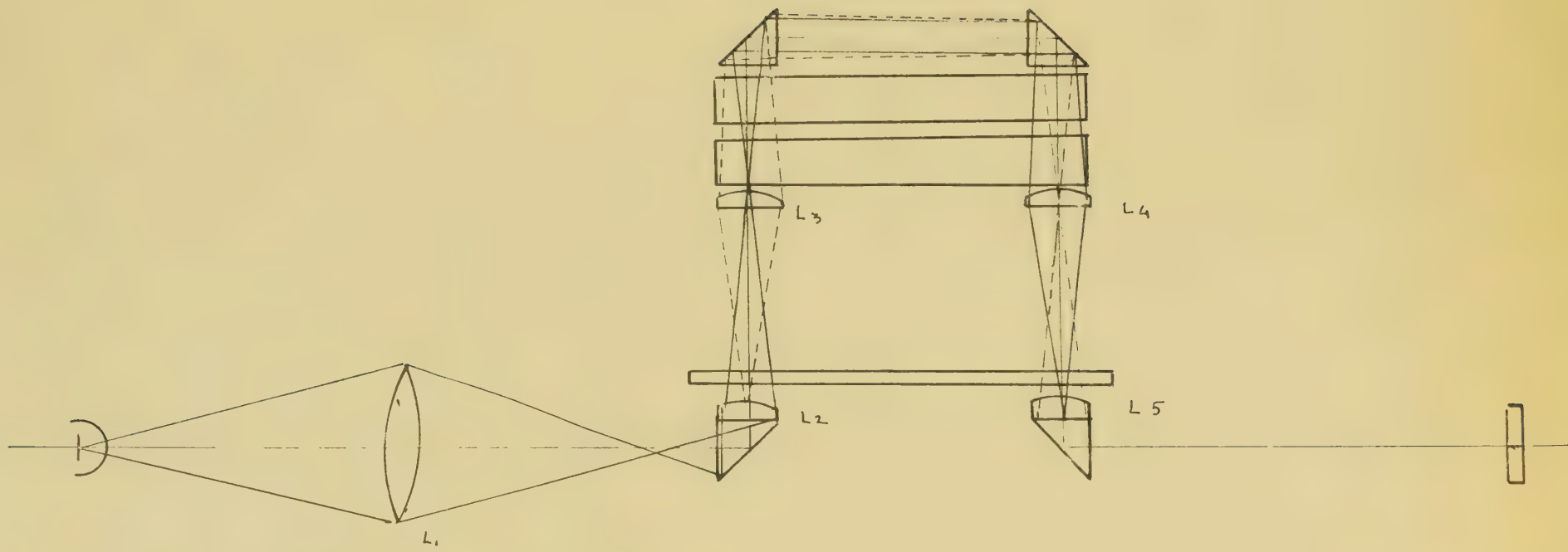


FIG 5

II. LA PARTIE ELECTRONIQUE de l'ASSERVISSEMENT

1. Système de contre-réaction

A un déréglage en parallélisme des deux lames correspond un déplacement des franges de superposition.

Etudions ce qui se passe dans une section normale au plan des lames (fig. 1) :

deux photo-cellules sont placées sur la frange d'ordre o . Placées en différentiel elles enregistrent la grandeur et le sens du défaut. Leur signal est amplifié par un amplificateur continu différentiel.

Cet amplificateur amène sur la membrane par l'intermédiaire d'un électro-aimant, une réaction contraire au défaut initial.

A l'épaisseur e_1 de l'élément d'étalon (1) correspond une épaisseur e_2 de l'élément d'étalon (2) qui est la somme : d'une fonction de $f(e_1)$ provenant des défauts de la membrane flexible du dessous (fonction unité pour une membrane se déplaçant en laissant les plans bien parallèles) et de la réaction de l'électro-aimant $\beta(e_1 - e_2)$.

On a donc :

$$\beta (e_1 - e_2) + f (e_1) = e_2 \qquad (7)$$

$$e_2 = \frac{f (e_1) + \beta e_1}{1 + \beta} \qquad (8)$$

On voit que lorsque β tend vers l'infini, e_2 tend vers e_1.

En fait, on ne peut pas augmenter β indéfiniment, car pour une grande valeur de β le système se met à osciller. Précision et stabilité sont deux conditions contradictoires.

On pourra remédier en partie au défaut en modifiant les courbes de gain et de phase de l'asservissement.

II.2. Premier asservissement réalisé.

L'amplificateur de la fig. 7 est satisfaisant mais de faible gain. De plus, employant des photo-cellules peu sensibles, il demande pour le faisceau de référence, une grande énergie ce qui amène pour la plupart des utilisations, une trop importante lumière parasite.

II.3. Système plus élaboré.

L'emploi de cellules photo-résistantes R P Y 14 (fig. 8) au sulfure de cadmium dans le proche infra-rouge, et de l'amplificateur continu différentiel achevé de Guy Michel, permettent d'utiliser un faisceau de référence à faible énergie (fig. 9 et 10).

II.3.a Préamplification

La (fig. 9) représente le préamplificateur différentiel dont les caractéristiques sont les suivantes :

- dynamique de sortie	$\pm$ 6 V sur 20 KΩ
- gain en boucle ouverte	5.000
- gain avec contre réaction	réglable de 400 à 800
- bande passante	0 à 45 KHz à 3 dB

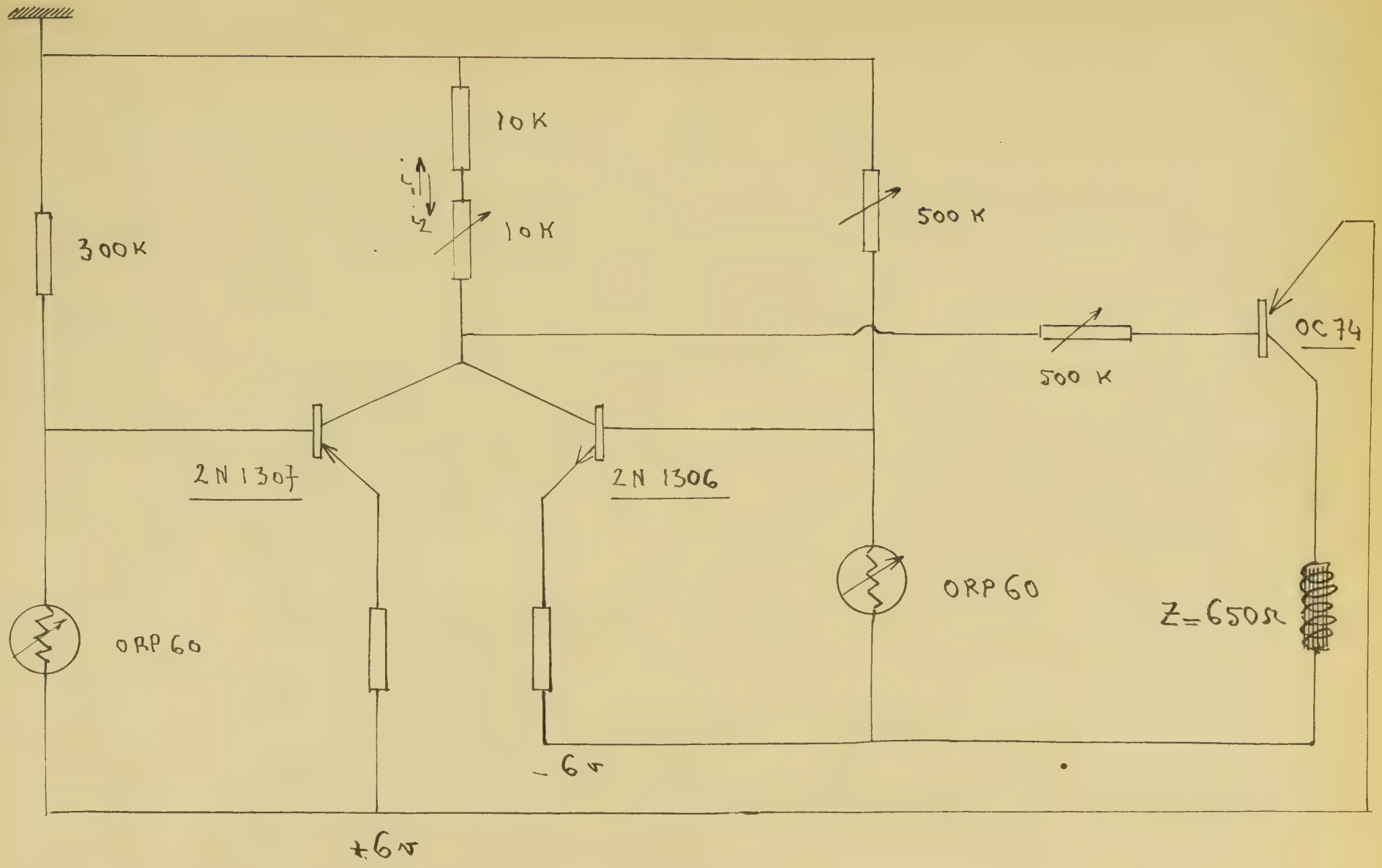

10 K
10 K
300 K
500 K
500 K
OC 74
2N 1307
2N 1306
ORP 60
ORP 60
Z=650Ω
-6v
+6v

FIG 7

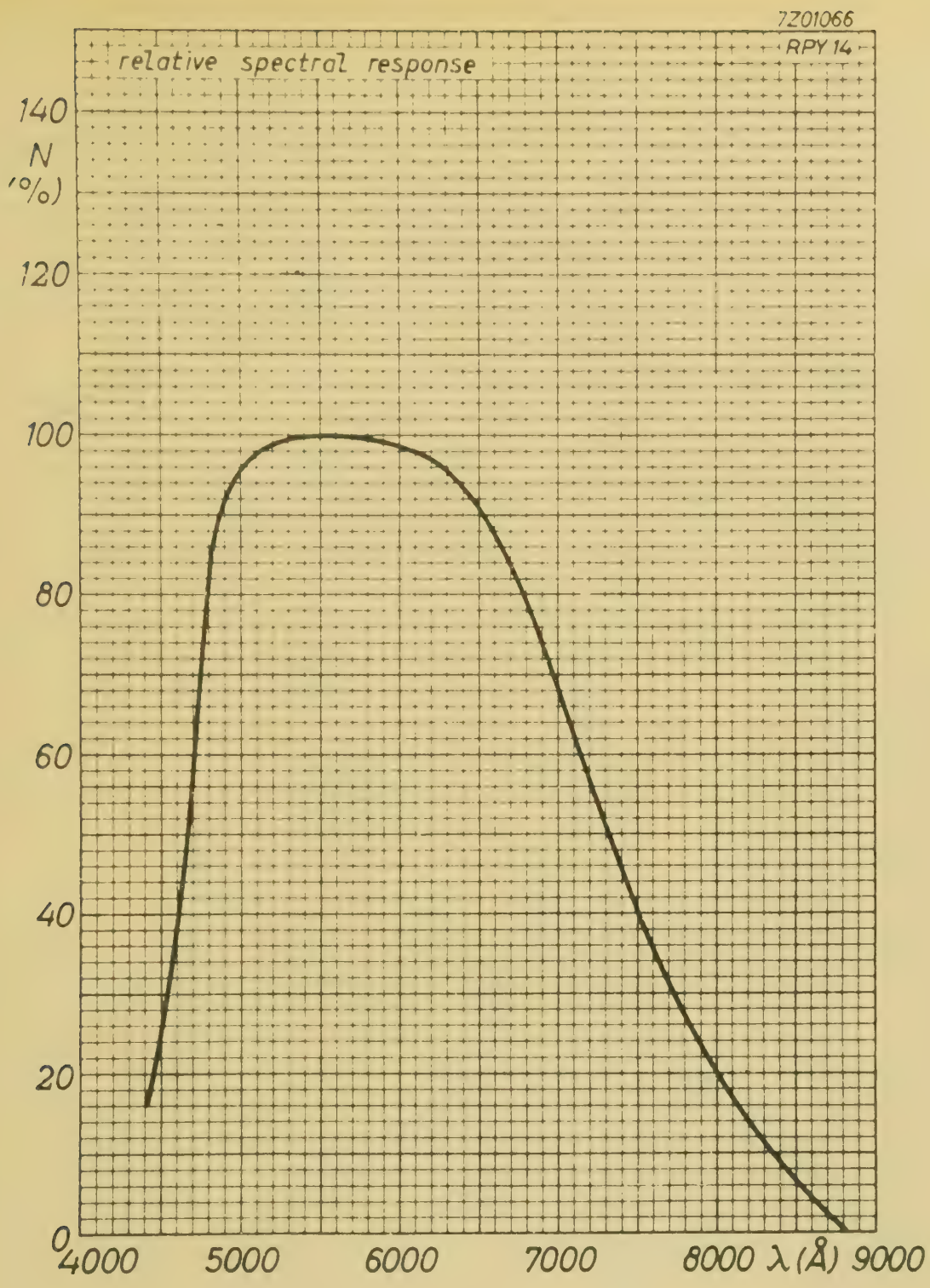


Fig. 8

Sensibilité spectrale relative des cellules au sulfure de cadmium

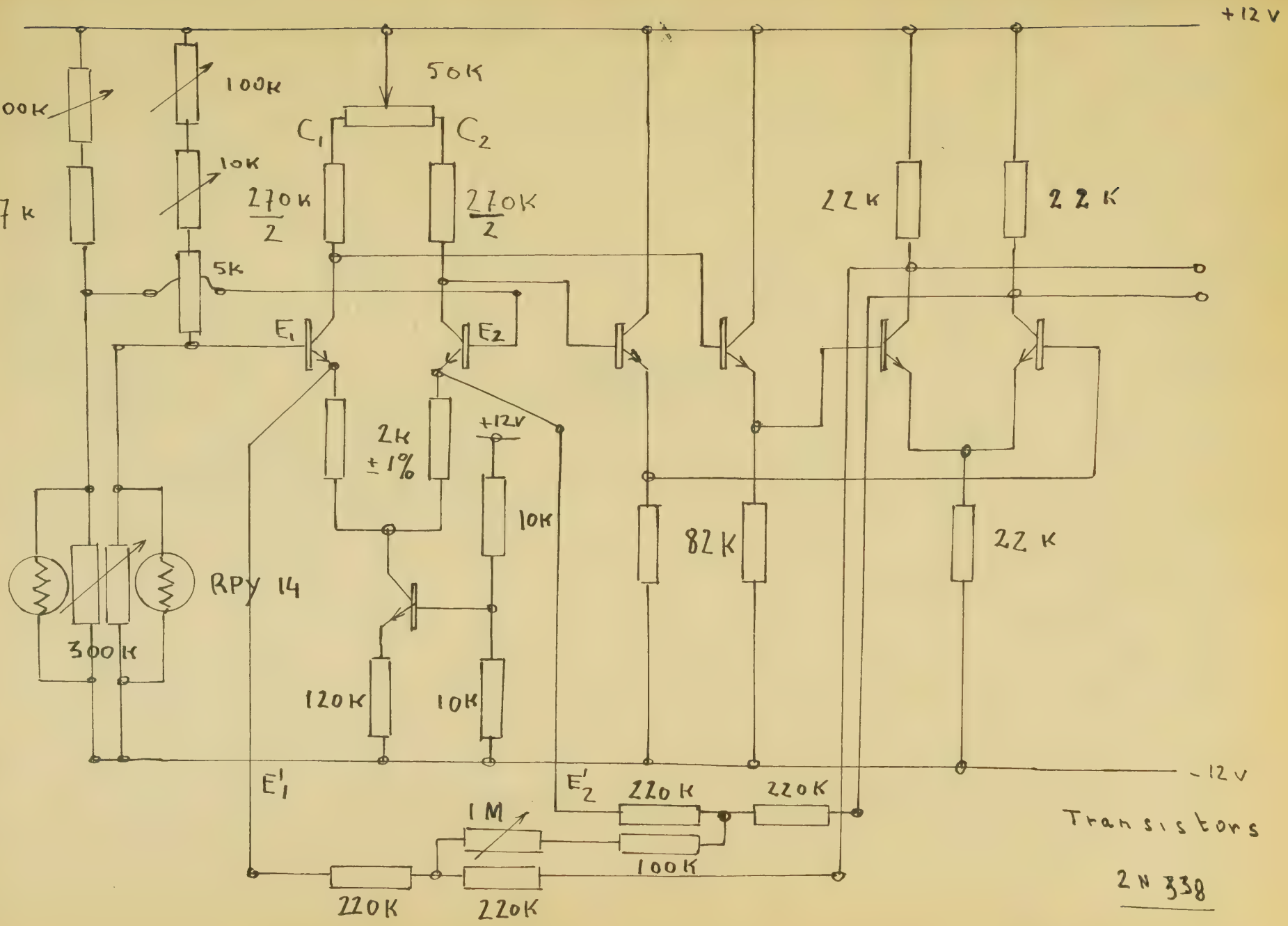

+12 V
100K
100K
50K
C1
C2
10K
7 K
270K/2
270K/2
5K
22K
22K
E1
E2
2K ±1%
+12V
10K
82K
22K
RPy 14
300K
120K
10K
E'1
E'2
220K
220K
1M
100K
220K
220K
-12 V
Transistors
2N 338

FIG 9

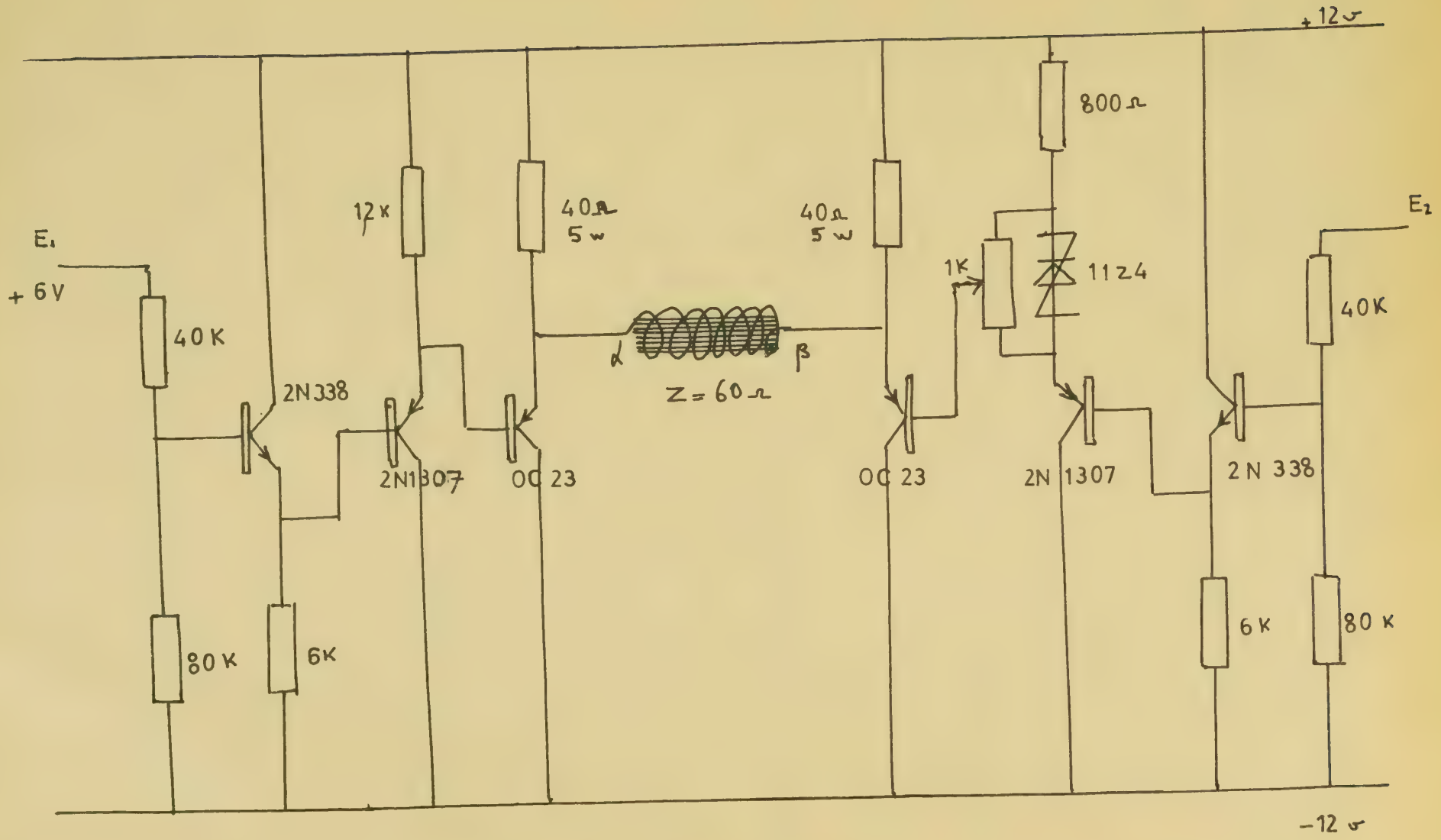

+12 v
E1
+ 6V
40 K
2N338
12 K
40Ω
5 w
2N1307
OC 23
α
β
Z = 60Ω
40Ω
5 w
OC 23
800Ω
1K
11Z4
2N 1307
E2
40K
2 N 338
6 K
80 K
80 K
6K
-12 v

FIG 10

- dérive ramenée à l'entrée à température constante avec photo-résistance + shunt = 47 KΩ) 40 µV/ heure

II.3.b Etages adapteurs

La fig. 10 représente l'amplificateur de puissance.

Les caractéristiques sont les suivantes :

- gain en tension # 1
- gain courant-tension 0,02 A/V
- tension de sortie avec déplacement du point moyen 0 à 6 volts
- impédance de charge > 50 Ω

II.3.c Bobine d'électro-aimant

Des considérations d'encombrement et de dissipations thermiques empiriques, nous ont amené à donner à la bobine :

1700 spires ; 20/100mm ; R = 50 Ω

Le circuit magnétique se ferme par la couronne supérieure des montures de lames et l'entrefer est très petit (5/10 mm).

Le gain de contre-réaction est évidemment très sensible au choix de cet entrefer.

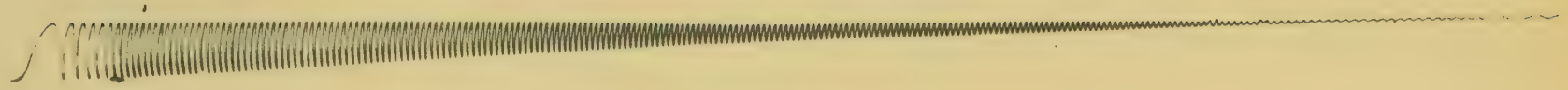
II.3.d Réglage de l'asservissement - Précision - Stabilité [6] - [7]

Un shunt placé sur les cellules photo-résistantes permet de faire varier le gain de la contre-réaction dans de très larges proportions - l'intensité lumineuse sur le faisceau de référence ayant par ailleurs été choisie minimum.

Le préamplificateur comporte un réglage de gain plus fin qui permet d'ajuster la contre-réaction au mieux.

Les réglages de gain suffisent ici pour donner au système les performances que nous indiquons au paragraphe suivant.

Fig. 11 **Enregistrement de l'intensité au centre des anneaux Fabry-Perot non asservi**



Faible pouvoir réflecteur

$\lambda = 5.460°$

Fabry-Perot asservi dans une direction

Fabry-Perot asservi dans deux directions rectangulaires

III . RESULTATS et PERSPECTIVE D'AVENIR

Sur la figure (11) avec un étalon dont les lames ont été recouvertes de couches en aluminium à très faible pouvoir réflecteur, on a enregistré l'intensité au centre des anneaux dans le plan focal d'une lentille au cours d'une variation de l'épaisseur de notre étalon.

Toute la surface d'étalon non occultée par les quatre petits prismes de renvoi des faisceaux de référence est utilisée.

On voit directement l'influence des deux asservissements sur la conservation du parallélisme.

La membrane se déplace sous l'effet d'une variation de pression de 0 à 1 Atm. Il passe 250 ordres d'interférence.

——Sur le premier enregistrement :

Les lames étant réglées au parallélisme à 0 Atm, se trouvent inclinées l'une par rapport à l'autre de : $2\ (e_1 - e_2) = \lambda$ à une atmosphère.

La profondeur de modulation tend vers zéro en fin de course.

——Sur le deuxième enregistrement :

Un asservissement fonctionnant dans une direction du plan des lames améliore considérablement le résultat.

——Sur le troisième enregistrement :

Les deux asservissements de parallélisme fonctionnent dans deux directions rectangulaires ; la profondeur de modulation reste alors constante.

Un bon test de la qualité de la conservation du parallélisme est donné sur la figure (12).

Il s'agit d'un enregistrement de profil de la raie verte d'une lampe mercure basse pression, au début, au milieu et à la fin d'un balayage de 250 ordres de l'étalon de Fabry-Perot asservi, dont on utilise une surface de 30 cm^2 environ.

Cette méthode d'asservissement du parallélisme de l'étalon de Fabry-Perot au cours d'un balayage en épaisseur pourra être améliorée.

Il est inutile d'augmenter la précision de parallélisme obtenue, tant que les défauts de planéité des lames ne seront pas eux-mêmes réduits par des progrès de polissage (ici, les défauts de surface $\frac{\lambda}{100}$ sont nettement supérieurs aux défauts de parallélisme $\frac{\lambda}{400}$).

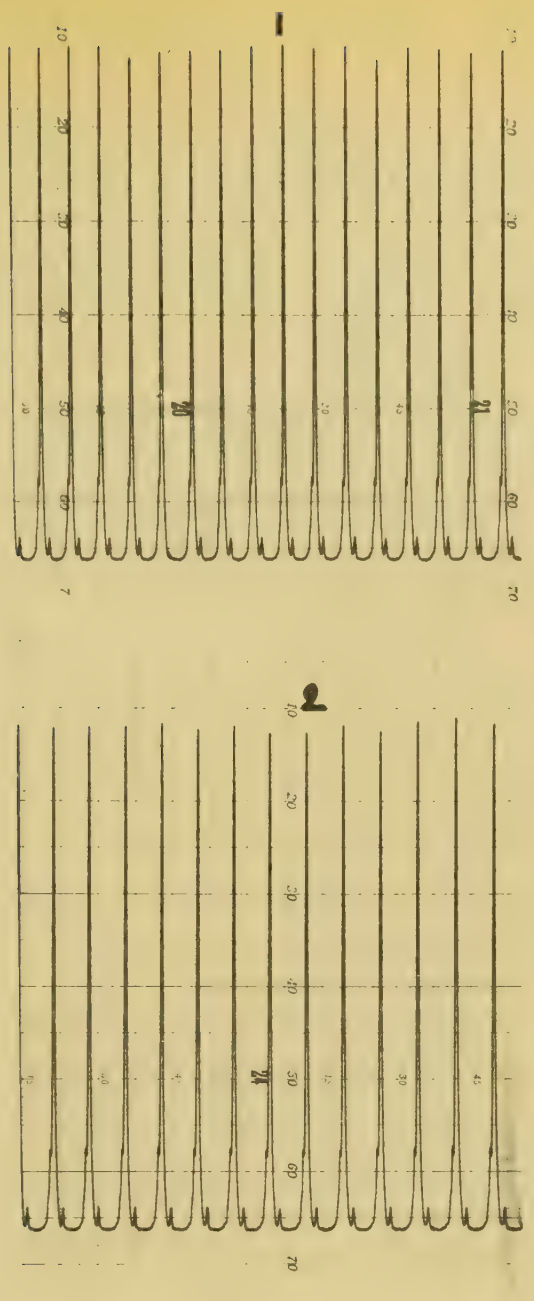
Toutefois, on peut accroître le gain de contre-réaction en modifiant en conséquence la forme du diagramme de Nyquist par des filtres adéquats en vue de conserver la meilleure stabilité (mais précision et stabilité sont comme chacun sait, deux exigences contradictoires pour un asservissement).

On peut aussi espérer corriger de plus grands défauts. Ici l'asservissement se sature quand on lui demande de corriger des différences d'épaisseur initiales : $e_1 - e_2 = 2\lambda$.

Il y a alors décrochement par saturation - figure (13) :

le système a bloqué la frange d'ordre o entre ses deux photo-récepteurs tant que le défaut de parallélisme à corriger n'a pas été trop grand. Arrivé à saturation, il est passé d'une frange à la suivante et s'y est maintenu,

Fig 12



asservissant l'étalon à garder un déréglage constant pour le reste du balayage.

Dans notre asservissement la limite provient de la dynamique de l'amplificateur.

C'est celle-ci qu'il faudrait d'abord augmenter si le problème était de pouvoir corriger des défauts supérieurs à $e_2 - e_1 \rangle 2\lambda$; ensuite on devrait réétudier le dispositif électro-magnétique (dissipation thermique trop importante pour des tensions plus élevées).

Fig. 13

Même enregistrement que celui de la fig. 11 mais au cours de la variation d'épaisseur, un des asservissements décroche et fixe une autre frange.

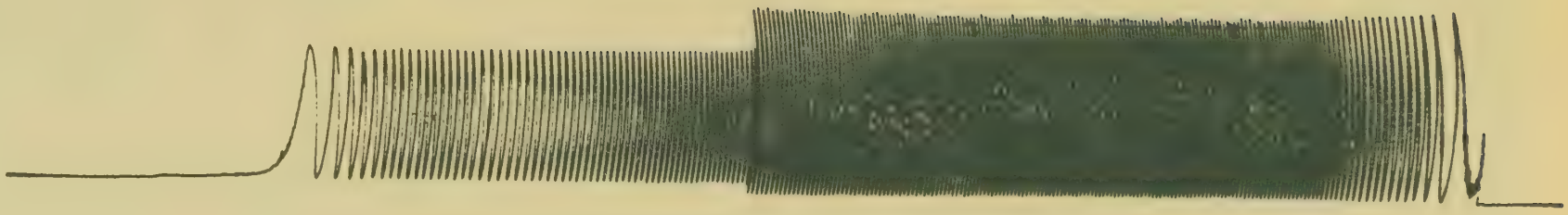


Fig 14

Etalon Fabry Perot asservi
au parallelisme

PARTIE B

ASSERVISSEMENT DES BANDES PASSANTES DE DEUX SPECTROMETRES DE FABRY-PEROT

Si l'on veut utiliser une chaîne de deux étalons de Fabry-Perot en tant que spectromètre, on doit synchroniser les bandes passantes des deux étalons au cours d'une exploration du spectre. [11]

Si chaque étalon est placé dans une enceinte, on peut explorer le spectre par variation de la pression du gaz contenu dans chaque enceinte, en maintenant fixée la différence de pression entre les deux enceintes. [12]

Evidemment, ce procédé de balayage n'est intéressant qu'aux hautes résolutions. Il est employé avec succès dans le Pepsios. [3]

Pour les basses résolutions, il faut mettre en série deux étalons de Fabry-Perot à balayage mécanique, et trouver un autre moyen de synchronisation des bandes passantes.

C'est ce que l'on se propose d'étudier maintenant.

On peut faire appel à des procédés d'asservissement. Pour ceci il faudra pouvoir détecter toute désynchronisation en grandeur et en signe.

La détection peut être faite grâce aux propriétés des franges de superposition que l'on peut observer à l'infini lorsque les deux étalons, dans un rapport d'épaisseurs optiques approximativement égal au rapport de deux nombres premiers entre eux ($\frac{\overline{e_1}}{\overline{e_2}} \# \frac{m}{q}$) sont placés en série faisant entre eux un petit angle. Nous verrons en effet que toute variation du rapport $\frac{\overline{e_1}}{\overline{e_2}}$ déplace les franges dans leur plan, le déplacement étant proportionnel en première approximation aux variations du rapport $\frac{\overline{e_1}}{\overline{e_2}}$.

On peut remarquer que cette méthode constitue une généralisation de la méthode employée pour l'asservissement de parallélisme où le rapport $\frac{\overline{e_1}}{\overline{e_2}}$

des épaisseurs d'éléments correspondants de Fabry-Perot devait être égal à 1.

Il y a cependant une différence importante : lorsque le rapport $\frac{\overline{e_1}}{\overline{e_2}}$ est différent de 1 et si l'intervalle spectral à étudier est important, on devra tenir compte des déphasages à la réflexion sur les lames.

Ces déphasages sont fonction de la longueur d'onde.

On verra dans ce qui suit comment on peut minimiser, l'effet des variations du déphasage à la réflexion en fonction de la longueur d'onde, en choisissant non pas $\frac{\overline{e_1}}{\overline{e_2}} = \frac{m}{q}$ mais $\frac{\Delta_1(\sigma_o)}{\Delta_2(\sigma_o)} = \frac{q}{m}$, où m et q sont deux nombres premiers entre eux, $\Delta_1(\sigma_o)$ et $\Delta_2(\sigma_o)$ les intervalles entre ordres des deux Fabry-Perot pour le nombre d'onde σ_o.

Cette condition est facile à satisfaire expérimentalement. En effet nous verrons que lorsque $\frac{\Delta_1(\sigma_o)}{\Delta_2(\sigma_o)} = \frac{q}{m}$ on peut observer entre les deux Fabry-Perot des franges de superposition achromatiques autour de σ_o donc avec une source "blanche" ou tout au moins avec une large étendue spectrale de part et d'autre de σ_o.

I . ETUDE de FRANGES DE SUPERPOSITION

I.1. Aspect du phénomène lorsque la source est monochromatique.

Lorsque deux étalons de Fabry-Perot réglés au parallélisme sont placés en série, faisant entre eux un petit angle, on observe en lumière monochromatique un système de franges de Moiré à l'infini.

Lorsqu'on ne tient pas compte des réflexions entre les deux Fabry-Perot, ces franges sont composées de l'ensemble des points communs aux deux systèmes d'anneaux des étalons pris isolément. Ces points communs sont disposés sur des cercles et des droites.

Si l'angle entre les deux étalons diminue, les points ne sont plus distribués que sur un faisceau de droites équidistantes normales à la droite joignant les centres des deux systèmes d'anneaux de Fabry-Perot.

Lorsque l'un des systèmes d'anneaux de Fabry-Perot évolue, les droites se déplacent globalement perpendiculairement à elles-mêmes.

I.2. Aspect du phénomène lorsque la source à une certaine étendue spectrale.

Si l'on observe avec une source d'une certaine étendue spectrale, les systèmes de points s'élargissent et dessinent des franges continues, franges de superposition des deux étalons.

Si les deux étalons ne sont pas, approximativement, dans le rapport de deux entiers premiers entre eux, les franges s'effacent rapidement lorsqu'on augmente la largeur spectrale de la source utilisée.

Les conditions de visibilité sont étudiées plus loin.

I.3. Aspect du phénomène lorsque la source est une source de lumière blanche.

Si deux étalons d'épaisseur e_1 et e_2 sont dans des rapports d'épaisseurs optiques très voisins de deux nombres entiers, on pourra voir des franges d'interférence en lumière blanche à condition d'incliner un étalon par rapport à l'autre.

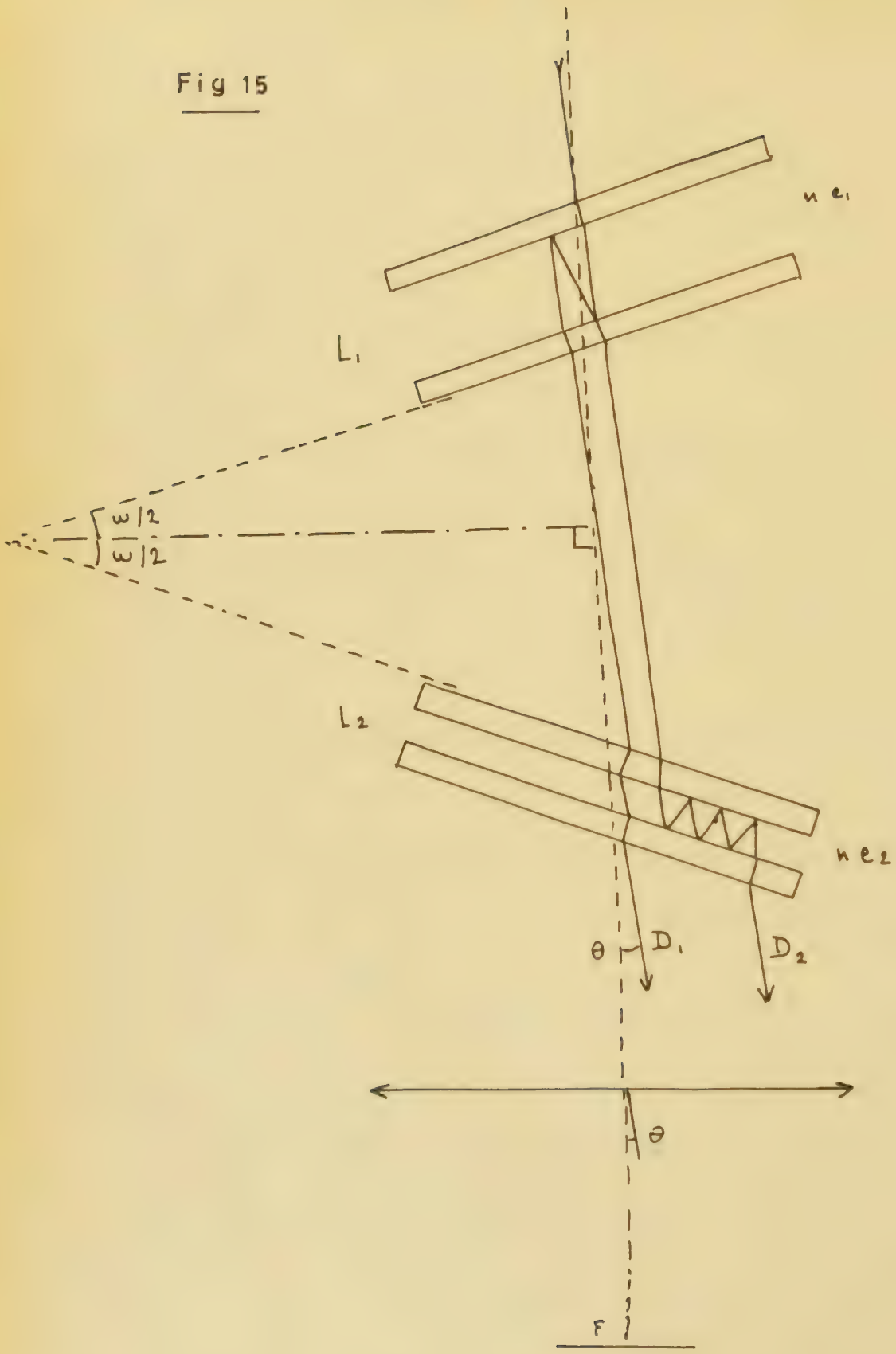
Ces franges sont rectilignes et perpendiculaires au plan contenant les normales aux surfaces des étalons.

Avec des lames à dépôts métalliques ordinaires pour lesquelles la variation de déphasage à la réflexion en fonction de la longueur d'onde est faible, la frange de différence de marche nulle est blanche et les autres sont irisées de manière symétrique de part et d'autre de la frange blanche [13].

Lorsque les étalons sont munis de couches réflectrices multidiélectriques pour lesquelles la variation du déphasage à la réflexion est importante en fonction de la longueur d'onde, on peut observer encore des franges en lumière blanche (avec des couches ordinaires en $5\lambda/4$ $7\lambda/4$ et $9\lambda/4$ par exemple).

Ces franges ne correspondent plus à une différence de marche nulle, mais à la différence de marche pour laquelle le système de franges est achromatique ; aussi la frange pour laquelle la condition d'achromatisme est rigoureusement réalisée n'est pas forcément une frange brillante.

Fig 15



1.4. Calcul de l'éclairement à l'infini dans le cas général

Dans le cas où le rapport des épaisseurs est voisin du rapport de deux nombres entiers premiers entre eux, on peut calculer la distribution des éclairements à l'infini par rapport aux deux Fabry-Perot en supposant que chaque étalon a une épaisseur assez grande pour ne pas donner, pris seul, un système d'anneaux en lumière blanche.

Ce calcul a été fait pour des franges d'égales épaisseurs [14] [15] on peut le reprendre exactement.

Considérons l'interférence de deux rayons D_1 et D_2 Δ_1 et Δ_2 sont les différences de marche correspondant à chacun des étalons (fig. 15).

$$\Delta_1 = 2\,ne_1 \cos\left(\Theta - \frac{\omega}{2}\right) + \frac{\lambda \phi_r}{\pi}$$
$$\Delta_2 = 2\,ne_2 \cos\left(\Theta + \frac{\omega}{2}\right) + \frac{\lambda \phi_r}{\pi} \qquad (9)$$

n est l'indice du milieu situé entre les lames

λ la longueur d'onde

Θ et ω les angles indiqués sur la figure 15.

ϕ_r est le déphasage au cours d'une réflexion il est fonction de la longueur d'onde

Si le rayon D_1 subit $2\,m_1$ réflexions dans L_1 et $2\,m_2$ réflexions dans L_2 et si par ailleurs le rayon D_2 subit $2\,p_1$ réflexions dans L_1 et $2\,p_2$ réflexions dans L_2 la différence de marche entre D_1 et D_2 sera :

$$\boxed{\delta = (p_1 - m_1)\,\Delta_1 + (p_2 - m_2)\,\Delta_2} \qquad (10)$$

A condition que l'on suppose l'effet des réflexions parasites entre les deux Fabry-Perot éliminé, l'éclairement dans le plan focal d'une lentille placée derrière les étalons, est le produit des éclairements donnés par chacun des deux Fabry-Perot.

Si D_1 est le facteur de réflexion de chacune des lames du FP L_1 et D_2 le facteur de réflexion de chacune des lames du FP L_2, λ la longueur d'onde - l'éclairement E s'écrit :

$$E = \frac{4 T_1^2 T_2^2}{(1-R_1^2)(1-R_2^2)} \left(\frac{1}{2} + R_1 \cos \frac{2\pi\Delta_1}{\lambda} + R_2 \cos \frac{4\pi\Delta_1}{\lambda} + \cdots \right) \times \left(\frac{1}{2} + R_2 \cos \frac{2\pi\Delta_2}{\lambda} + R_2^2 \cos \frac{4\pi\Delta_2}{\lambda} \right)$$

On peut effectuer le produit des séries

$$E = \frac{4 T_1^2 T_2^2}{(1-R_1^2)(1-R_2^2)} \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \sum_{1}^{\infty} R_1^q \cos \frac{2q\Delta_1\pi}{\lambda} + \frac{1}{2} \sum_{1}^{\infty} R_2^q \cos \frac{2q\pi\Delta_2}{\lambda} + \sum_{q,m=1}^{\infty} R_1^q R_2^m \cos \frac{2q\Delta_1\pi}{\lambda} \cdot \cos \frac{2m\Delta_2\pi}{\lambda} \right]$$

ce qui s'écrit aussi

$$E = \frac{4 T_1^2 T_2^2}{(1-R_1^2)(1-R_2^2)} \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{2} \sum_q R_1^q \cos \frac{2q\pi\Delta_1}{\lambda} + \frac{1}{2} \sum_q R_2^q \cos \frac{2q\pi\Delta_2}{\lambda} + \sum_q \sum_m \frac{1}{2} R_1^q R_2^m \left[\cos \frac{2\pi}{\lambda}(q\Delta_1 + m\Delta_2) + \cos \frac{2\pi}{\lambda}(q\Delta_1 - m\Delta_2) \right] \right]$$

On doit faire la somme pour toutes les longueurs d'onde de la source. Les termes en $\cos \frac{2q\pi\Delta_1}{\lambda}$, $\cos \frac{2q\pi\Delta_2}{\lambda}$, $\cos \frac{2\pi}{\lambda}(q\Delta_1 + m\Delta_2)$ disparaissent de la somme, si l'intervalle spectral de la source est tel

qu'on ne peut observer d'anneaux avec chaque étalon pris isolement.

$$E = \frac{2T_1^2 T_2^2}{(1-R_1^2)(1-R_2^2)}\left[\frac{1}{2} + \sum_q \sum_m R_1^q R_2^m \sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} \cos \frac{2\pi(q\Delta_1 - m\Delta_2)}{\lambda}\right] \quad (11)$$

Si l'expression $(q\Delta_1 - m\Delta_2)$ n'est pas petite, le terme $\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} \cos \frac{2\pi(q\Delta_1 - m\Delta_2)}{\lambda}$ est nul et le champ est uniformément éclairé.

Si $(q\Delta_1 - m\Delta_2) \ll \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_1 - \lambda_2)}$ (condition obtenue mathématiquement que nous retrouverons par des considérations physiques sur la visibilité des franges), le terme $\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} \cos 2\pi \frac{(q\Delta_1 - m\Delta_2)}{\lambda}$ n'est plus négligeable.

L'expression de l'éclairement devient alors :

$$E_B = \frac{2T_1^2 T_2^2}{(1-R_1^2)(1-R_2^2)}\left[\frac{1}{2} + R_1^q R_2^m \sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} \cos \frac{2\pi(q\Delta_1 - m\Delta_2)}{\lambda} + R_1^{2q} R_2^{2m} \sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} \cos \frac{4\pi(q\Delta_1 - m\Delta_2)}{\lambda} + \cdots\right] \quad (12)$$

Cette expression est analogue à l'expression donnant l'éclairement obtenu avec un étalon unique de différence de marche $(q\Delta_1 - m\Delta_2)$ et de facteur de réflexion pour chaque lame $R_1^q \quad R_2^m$

Le contraste $\gamma = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max}}$

tombe rapidement lorsque $q + m$ augmente quand R n'est pas très grand.

$$\gamma = \frac{2R^{m+q}}{(1+R^{m+q})^2} \quad (13) \quad [15]$$

Remarque physique dans la formation des franges de superposition, seuls les rayons D_1 et D_2 tels que $q\Delta_1 - m\Delta_2 = \Delta$ soit inférieur à quelques longueurs d'onde sont à considérer.

C'est cette conclusion que nous appliquons au calcul que nous allons faire, donnant la position et l'interfrange des franges de superposition.

I.5. Position et interfrange des franges de superposition

Pour la frange d'ordre p, on trouve une différence de marche entre D_1 et D_2

$$q\Delta_1 - m\Delta_2 = p\lambda$$

En remplaçant Δ_1 et Δ_2 par leurs valeurs données dans les formules (9) on trouve : si e_2 et e_1 sont les épaisseurs des deux Fabry-Perot q et m deux nombres premiers entre eux (les notations angulaires sont celles de la figure 15) :

$$q\ 2\,n\,e_1 \cos\left(\theta - \frac{\omega}{2}\right) - m\,2\,n\,e_2 \cos\left(\theta + \frac{\omega}{2}\right) + q\,\frac{\lambda_r \phi_r}{\pi} - m\,\frac{\lambda_r \phi_r}{\pi} = p\,\lambda_r \qquad (14)$$

Cette équation fait correspondre à tout p entier la frange de superposition dans la direction θ.

On peut développer les cosinus, les angles étant petits. On néglige θ^2 et ω^2 devant n et les termes en θ et ω supérieurs à l'ordre 2.

$$p\lambda_r = (q\,e_1 - m\,e_2)\left[2n - n\left(\theta^2 + \frac{\omega^2}{4}\right)\right] + n\theta\omega\left[q\,e_1 + m\,e_2\right] + (q - m)\left(\frac{\lambda_r \phi_r}{\pi}\right) \qquad (15)$$

On peut poser :

$$q\left(2 n e_1 + \frac{\lambda_r \phi_r}{\pi}\right) = m\left(2 n e_2 + \frac{\lambda_r \phi_r}{\pi}\right) + \varepsilon$$

et porter cette valeur de $q\left(2 n e_1 + \frac{\lambda_r \phi_r}{\pi}\right)$ dans la formule (15).

On trouve en faisant tendre ε vers o

$$\theta = \frac{p\lambda}{(q e_1 + m e_2)\, n\omega} \qquad (16)$$

Ceci donne la position θ d'une frange d'ordre p.

L'interfrange i est :

$$i = \frac{\lambda}{2\omega\, m\, n\, e_2} \qquad (17)$$

qui correspond bien au résultat trouvé dans les ouvrages sur les franges de superposition d'étalons égaux,

$$i = \frac{\lambda}{2\omega\, n\, e_2}$$

En diminuant ω les franges s'élargissent. Pour $\omega = o$, les franges deviennent les anneaux à l'infini d'une lame d'épaisseur $q e_1 - m e_2$

I.6. Franges achromatiques de superposition

Les notations de ce paragraphe sont celles de la figure 15.

La différence de marche entre les rayons D_1 et D_2 est :

$$q\, 2 n e_1 \cos\left(\theta - \frac{\omega}{2}\right) - m\, 2 n e_2 \cos\left(\theta + \frac{\omega}{2}\right) + q\frac{\lambda_r \phi_r}{\pi} - m\frac{\lambda_r \phi_r}{\pi} = p\lambda_r$$

On voit qu'elle dépend de la longueur d'onde (ce phénomène est analogue aux cas observés fréquemment dans les interférences à deux ondes.

Fente de Young avec lame de verre sur l'une des fentes ou Michelson à compensatrice dérèglée , éclairés en lumière blanche) . [16]

En lumière blanche la frange p = o ne sera en général pas observable.

Il y a achromatisme pour l'ordre $p_a = \frac{\partial \Delta}{\partial \lambda}$, pour la longueur d'onde voisine du maximum de réflexion des couches multidiélectriques employées.

Cet ordre p_a correspond au point de tangence horizontale de la courbe : $p = f(\lambda)$.

On pose : $$\frac{\partial (\lambda \phi(\lambda))}{\partial \lambda} = \alpha \qquad (18)$$

d'où :

$$p_a = \frac{q - m}{\pi} \times \frac{\partial \lambda \phi(\lambda)}{\partial \lambda} = \frac{q - m}{\pi} \times \alpha \qquad (19)$$

Pour cette valeur et les valeurs voisines de cet ordre d'interférence, on observera alors des franges à peu près blanches.

Pour un empilement de couches multidiélectriques 7 $\lambda/4$ sulfure de zinc - cryolithe $\alpha = 6,3$

avec q = 9 m = 10 $p_A = 2$

avec q = 1 m = 10 $p_A = 18$

I.7. Nous allons montrer que lorsqu'il y a achromatisme autour d'une longueur d'onde donnée, cela signifie que le rapport des intervalles entre les ordres des deux étalons est alors exactement le rapport $\frac{q}{m}$ pour cette longueur d'onde.

Lorsqu'il y a un déphasage à la réflexion sur une des lames ϕ (ϵ), les maximums de transmission sont donnés pour toutes les valeurs de

(σ) , en faisant k_1 et k_2 entiers dans les deux égalités suivantes relatives à chacun des étalons de Fabry et Perot :

$$\begin{aligned} 2\,n\,e_1 \cos\frac{\omega}{2}\,\sigma + \frac{\phi(\sigma)}{\pi} &= k_1 \\ 2\,n\,e_2 \cos\frac{\omega}{2}\,\sigma + \frac{\phi(\sigma)}{\pi} &= k_2 \end{aligned} \qquad (20)$$

Les intervalles entre ordres sont fonction du nombre d'onde considéré :

$$\Delta_1(\sigma) = \frac{1}{2\,n\,e_1 \cos\frac{\omega}{2} + \frac{\partial\phi(\sigma)}{\partial\sigma}\frac{1}{\pi}}$$

$$\Delta_2(\sigma) = \frac{1}{2\,n\,e_2 \cos\frac{\omega}{2} + \frac{\partial\phi(\sigma)}{\partial\sigma}\frac{1}{\pi}}$$

Ecrire $\frac{\Delta_1(\sigma)}{\Delta_2(\sigma)} = \frac{q}{m}$, c'est écrire :

$$q\,2\,n\,e_1 \cos\frac{\omega}{2} - m\,2\,n\,e_2 \cos\frac{\omega}{2} + \frac{q-m}{\pi}\frac{\partial\phi(\sigma)}{\partial\sigma} \equiv o$$

Et réciproquement, Ceci ne peut être vrai que pour une longueur d'onde $\sigma = \sigma_o$

Or, l'équation en $\theta = o$ des franges de superposition :

$$q\,2\,n\,e_1 \cos\theta - m\,2\,n\,e_2 \cos\omega + \frac{(q-m)\,\phi(\sigma)}{\pi\sigma} = \frac{p}{\sigma}$$

lorsqu'il y a achromatisme pour $\sigma = \sigma_o$ peut s'écrire - en faisant :

$p_o = \frac{q-m}{\pi}\frac{d(\lambda\phi)}{d\lambda}$ - : (voir formule (19)).

$$q\,2\,n\,e_1 \cos\theta - m\,2\,n\,e_2 \cos\theta + \frac{(q-m)}{\pi}\frac{\partial\phi(\sigma_o)}{\partial\sigma} = o$$

Ce qui signifie :

$$\boxed{\frac{\Delta_1(\sigma_o)}{\Delta_2(\sigma_o)} = \frac{q}{m}} \qquad (21)$$

I. 8. Méthode expérimentale faisant apparaître les franges achromatiques en lumière blanche.

Elle est aisée dans le cas où l'un des étalons de Fabry-Perot peut explorer un intervalle spectral assez grand, continuement et automatiquement (cas de Fabry-Perot asservi, décrit dans la première partie de cette thèse).

On amène les étalons à être grossièrement dans le rapport d'épaisseur désiré, en mesurant le rayon du premier anneau α_1 et α_2 de chaque étalon de Fabry-Perot en lumière monochromatique ; un ordre entier ayant été amené au centre.

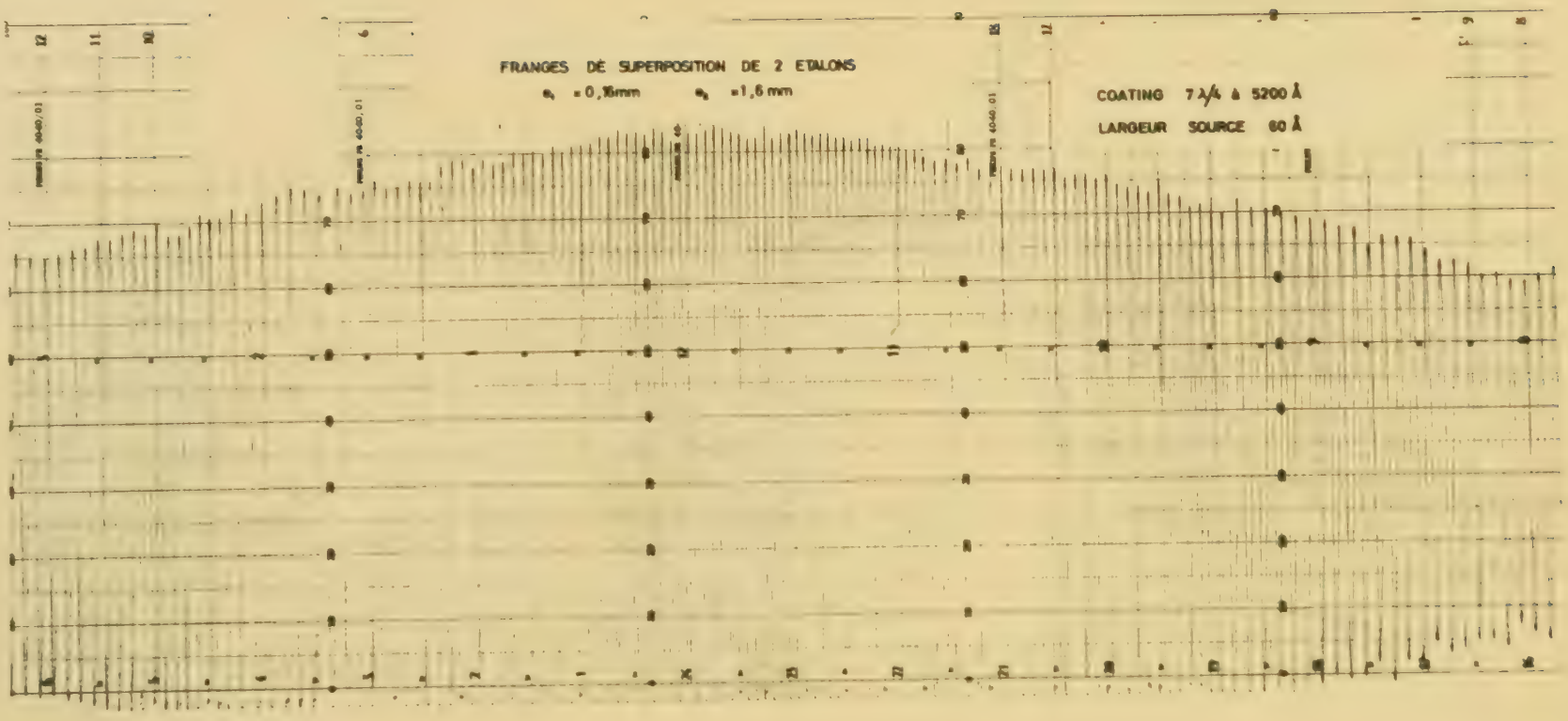
$$\frac{\alpha_1^2}{\alpha_2^2} = \frac{e_2}{e_1}$$

Un petit spectroscope étant placé derrière les deux étalons (à peu près parallèles l'un à l'autre et éclairés en lumière blanche), on observe alors que le spectre transmis est cannelé. (cannelures d'une lame d'épaisseur $q\ e_1 - m\ e_2$).

Par variation de l'épaisseur de l'un des étalons de Fabry-Perot, les cannelures se déplacent vers le bleu et s'élargissent. Quand il n'y a plus de cannelures dans le champ du spectroscope, on voit une teinte plate sur les étalons si ceux-ci n'ont pas de défauts d'épaisseur.

Si les étalons de Fabry-Perot ont des défauts d'épaisseur, il y a des variations d'intensité dans cette teinte et même des franges localisées sur les étalons de Fabry-Perot lieu des points où $q\ e_1 - m\ e_2 = k\lambda$

Fig 16


FRANGES DE SUPERPOSITION DE 2 ETALONS
e_1 = 0,16mm e_2 = 1,6 mm
COATING 7 λ/4 à 5200 Å
LARGEUR SOURCE 60 Å

si les défauts sont assez grands.

Lorsque les deux étalons de Fabry-Perot sont parfaits, en inclinant légèrement l'axe d'un étalon par rapport à l'axe de l'autre, on observe des franges achromatiques à l'infini. (Franges qui se déplacent si l'épaisseur d'un des étalons varie).

Dans le cas général, les défauts d'épaisseur des lames ne sont pas négligeables ($\frac{\lambda}{50}$). Les franges achromatiques ne sont plus tout à fait localisées à l'infini ; il y a baisse du contraste.

I.9. Visibilité des franges de superposition

Si on néglige les déphasages à la réflexion, la différence de marche entre les deux rayons D_1 et D_2 s'écrit :

$$2\,n\,(q\,e_1 - m\,e_2) = p\,\lambda$$

On peut prendre comme condition de visibilité $\Delta p < \frac{1}{4}$ lorsque λ varie de $\Delta\lambda$. Ce qui entraîne :

$$\Delta\lambda < \frac{\lambda^2}{2\,n\,|q\,e_1 - m\,e_2|} \qquad (22)$$

Voir aussi paragraphe I.4.

Les franges ne seront visibles en lumière blanche que lorsqu'on sera très proche du rapport d'épaisseur exact.

L'enregistrement de la figure 17 illustre ceci.

Deux étalons de Fabry-Perot étant placés parallèles et en série, sont éclairés en lumière blanche, suivie d'un filtre $\Delta\lambda = 0{,}1\,\mu$ autour de

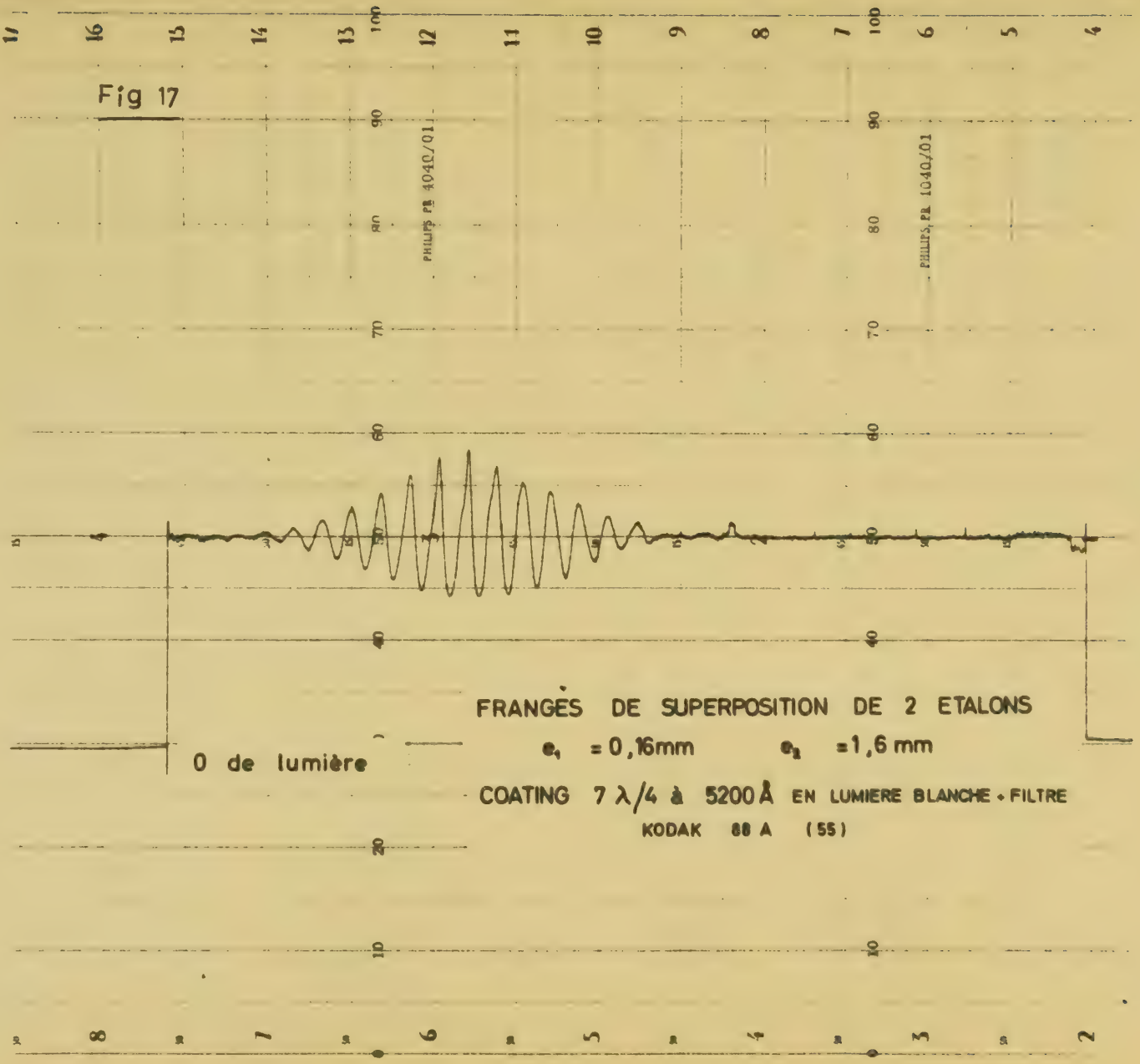
$\lambda = 0{,}5\mu$ - On fait varier e_2 , donc $q\,e_1 - m\,e_2$, continuement et l'on enregistre l'intensité au centre du champ.

Lorsque $q\,e_1 - m\,e_2 = o$, les franges ont une grande profondeur de modulation.

Il n'y a plus de modulation du tout dès que $2\,n\,|q\,e_1 - m\,e_2| > 5\,\lambda$ ce qui correspond bien à la valeur donnée dans la formule.(fig. 16)

Le deuxième enregistrement montre ce qui se passe si $\Delta\lambda$ diminue. Le contraste est conservé pour des valeurs $2\,n\,(q\,e_1 - m\,e_2)$ de plus en plus grandes. (fig. 16)

Fig 17



FRANGES DE SUPERPOSITION DE 2 ETALONS

e_1 = 0,16mm e_2 = 1,6 mm

COATING 7 λ/4 à 5200 Å EN LUMIERE BLANCHE + FILTRE KODAK 88 A (55)

II. UTILISATION des FRANGES de SUPERPOSITION pour la SYNCHRONISATION des BANDES PASSANTES de DEUX ETALONS

Rappel

Deux étalons placés en série ont des bandes passantes λ_1 et λ_2 pour les ordres k_1 et k_2 entiers.

$\overline{e}_1$ et $\overline{e}_2$ sont les épaisseurs optiques des deux étalons (compte tenu du retard à la réflexion sur une lame) elles dépendent de la longueur d'onde considérée.

Les maximums de transmission, en fonction de la longueur d'onde, pour chaque étalon sont donnés par les deux expressions :

$$2\,\overline{e}_1 = k_1\,\lambda_1$$

$$2\,\overline{e}_2 = k_2\,\lambda_2$$

La loi de transmission en fonction de la longueur d'onde (fonction d'appareil) pour un étalon, les conditions à satisfaire pour mettre en série plusieurs étalons, et les avantages de telles associations ont été étudiés par ailleurs. [19]

Dans ce qui suit on considère que la bande passante de notre système de deux étalons Fabry-Perot est rendue unique.

Principe de la méthode de synchronisation :

Cette association de deux étalons ne devient un spectromètre que si l'on peut déplacer la bande passante dans le temps.

L'exploration du spectre se fait par variation de $\overline{e}_1$ et de $\overline{e}_2$;

on peut agir selon les cas sur les indices (hautes résolutions) ou sur les épaisseurs géométriques (basses résolutions).

Il faudra garder constant au cours de l'exploration du spectre le rapport des épaisseurs optiques $\frac{e_1}{e_2}$ tel que $\lambda_1 = \lambda_2$.

Deux étalons Fabry-Perot mis en série et inclinés l'un par rapport à l'autre, forment à l'infini des franges de superposition pourvu que leurs épaisseurs optiques soient approximativement dans le rapport de deux nombres entiers premiers entre eux.

La frange d'ordre zéro, pour la longueur d'onde λ est observée au centre du champ si le rapport $\frac{e_1}{e_2}$ est exactement égal au rapport de deux nombres entiers premiers entre-eux. $\frac{m}{q}$

Il suffira lors d'une exploration du spectre par les deux étalons, de faire varier e_1 en fonction de e_2 , de manière à maintenir constamment cette frange au centre du champ.

Malheureusement, ce rapport est fonction de la longueur d'onde. On devra maintenir au centre du champ la frange de superposition d'ordre d'interférence zéro obtenue avec un faisceau de référence dont la longueur d'onde moyenne est égale et suit approximativement les déplacements de la bande passante des deux étalons.

On peut espérer cependant trouver des cas où la longueur d'onde du faisceau de référence pourra être maintenue fixe au cours de l'exploration du spectre, la désynchronisation des bandes passantes qui s'en

suivra obligatoirement n'altérant la fonction d'appareil des deux étalons en série de manière rédhibitoire que pour des explorations du spectre relativement importantes.

Ces différents problèmes seront envisagés successivement.

II.1. Cas où la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence est égale et suit la longueur d'onde λ_2 délivrée par le Fabry-Perot monochromateur et où les étalons sont dans un rapport de deux nombres entiers premiers entre eux.

II.2. Cas où la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence est égale et suit la longueur d'onde λ_2 délivrée par le Fabry-Perot monochromateur, mais où les épaisseurs optiques ne sont pas exactement dans le rapport de deux nombres entiers premiers entre eux.

II.3. Cas où la longueur d'onde moyenne du faisceau d'asservissement est différente de la longueur d'onde λ_2 délivrée par le Fabry-Perot monochromateur, et où les épaisseurs optiques ne sont pas exactement dans le rapport de deux nombres entiers premiers entre-eux.

II.4. Conclusions générales.

II.1. Cas où la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence est égale à la longueur d'onde λ_2 délivrée par le Fabry-Perot monochromateur, et où les étalons sont dans un rapport d'épaisseur égal au rapport de deux nombres entiers premiers entre-eux.

On considère que la largeur spectrale du faisceau de référence est assez petite pour ne pas avoir à considérer les variations du déphasage à la réflexion en fonction de la longueur d'onde.

La largeur spectrale maximum du faisceau de référence sera étudiée par la suite.

Sur le schéma de la figure (15) on a représenté 2 étalons F.P. faisant entre-eux un petit angle ω - Un diaphragme est placé aux centres des systèmes d'anneaux (l'angle ω est choisi petit de façon à ce que la distance des centres des systèmes d'anneaux soit petite devant le rayon du diaphragme isolateur qui est déterminé à partir de différents paramètres) [17] On choisit les deux étalons dans un rapport d'épaisseurs optiques égal au rapport de deux nombres entiers premiers entre-eux.

Pour la longueur d'onde λ :

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{m}{q}$$

Les longueurs d'onde correspondant aux maximums de transmission dans la direction $\theta = o$, pour tout ordre k_1 entier du premier étalon, et $k_1 \frac{q}{m}$ pour le deuxième , sont respectivement λ_1 et λ_2 . (On considère que λ_1 est voisin de λ_2).

On peut écrire pour les deux étalons de Fabry-Perot :

$$2 n e_1 \cos \frac{\omega}{2} + \frac{\phi(\lambda_1)\lambda_1}{\pi} = k_1 \lambda_1$$

$$2 n e_2 \cos \frac{\omega}{2} + \frac{\phi(\lambda_2)\lambda_2}{\pi} = \frac{k_2 \, q \lambda_2}{m}$$

($\phi(\lambda)$ est le déphasage à la réflexion sur une lame de l'étalon).

L'écart entre les bandes passantes des deux étalons aux ordres rectifs k_1 et $k_1 \frac{q}{m}$ sera :

$$(\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{1}{k_1 q} \left[q \left(2 n e_1 \cos \frac{\omega}{2} + \frac{\phi(\lambda_1)\lambda_1}{\pi}\right) - m \left(2 n e_2 \cos \frac{\omega}{2} + \frac{\phi(\lambda_2)\lambda_2}{\pi}\right) \right] \quad (23)$$

Si on observe entre ces deux étalons des franges de superposition avec une longueur d'onde moyenne λ_r, on a des maximums d'intensité dans toutes les directions θ obtenues en faisant p entier dans l'équation suivante :

$$p \lambda_r = q \, 2 n e_1 \cos\left(\theta - \frac{\omega}{2}\right) - m \, 2 n e_2 \cos\left(\theta + \frac{\omega}{2}\right) + \frac{(q - m)\lambda_r \, \phi(\lambda_r)}{\pi}$$

Montrons qu'amener la frange $p = o$ en $\theta = o$ revient à synchroniser les bandes passantes $\lambda_1 = \lambda_2$, pourvu que $\overline{\lambda}_r = \lambda_2$ (c'est-à-dire, si la bande spectrale du faisceau de référence est centrée sur la bande passante du Fabry-Perot monochromateur).

On peut substituer le terme :

$$q \, 2 n e_1 \cos\left(\theta - \frac{\omega}{2}\right) - m \, 2 n e_2 \cos\left(\theta + \frac{\omega}{2}\right)$$

par sa valeur tirée de la dernière équation, dans l'équation

donnant $(\lambda_1 - \lambda_2)$. Il vient :

$$(\lambda_1 - \lambda_2) - \left(\frac{\lambda_1 \phi(\lambda_1) - \lambda_2 \phi(\lambda_2)}{\eta k_1}\right)$$

ce qui s'écrit :

$$\lambda_1 + \frac{\lambda_1 \phi(\lambda_1)}{k_1} = \lambda_2 + \frac{\lambda_2 \phi(\lambda_2)}{k_2}$$

$$H(\lambda_1) = H(\lambda_2)$$

La fonction H étant continue et monotone dans le domaine considéré, cela entraîne :

$$\lambda_1 = \lambda_2$$

Les bandes passantes sont synchronisées. On peut faire d'autres calculs.

On montre facilement que lorsque la position θ de cette frange varie de $d\theta$, les bandes passantes se désynchronisent. Leur écart est alors:

$$(\lambda_2 - \lambda_1) = 2 n \sin \frac{\omega}{2} \frac{q e_1 + m e_2}{k_1 q} d\theta \qquad (24)$$

Conclusion

On peut synchroniser les bandes passantes de deux spectromètres Fabry-Perot dans un rapport d'épaisseurs optiques égal au rapport de deux nombres entiers premiers entre-eux, en maintenant devant le diaphragme isolateur du spectromètre, la frange de superposition de différence de marche nulle ; frange obtenue à l'aide d'un faisceau auxiliaire dont le spectre est centré sur la bande passante des deux étalons, en

inclinant légèrement un Fabry-Perot par rapport à l'autre, effectivement ou artificiellement (prisme auxiliaire de petit angle).

II.2. Cas où la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence est égale à la longueur d'onde λ_2 délivrée par le Fabry-Perot monochromateur, et où les étalons sont dans un rapport d'épaisseur qui n'est pas tout-à-fait égal au rapport de deux nombres entiers premiers entre-eux.

Lorsque les bandes passantes seront synchronisées, on aura au centre du champ pour le faisceau de référence, une frange de superposition de différence de marche non nulle.

Les fonctions donnant les maximums de transmission pour les deux étalons aux ordres $k_1 + N$ et $k_1 \frac{q}{m}$ respectivement ($N \ll k_1$) sont :

$$2 n e_1 \cos\frac{\omega}{2} + \frac{\phi(\lambda_1)\lambda_1}{\pi} = (k_1 + N)\lambda_1 \qquad (25)$$

$$2 n e_2 \cos\frac{\omega}{2} + \frac{\phi(\lambda_2)\lambda_2}{\pi} = \frac{k_1 q}{m}\lambda_2$$

Le décalage entre les bandes passantes pour ces ordres sera :

$$(\lambda_1 - \lambda_2) =$$

$$k_1 \left[q \left(2 n e_1 \cos\frac{\omega}{2} + \frac{\lambda_1 \phi(\lambda_1)}{\pi}\right) \cdot m \left(2 n e_2 \cos\frac{\omega}{2} + \frac{\lambda_2 \phi(\lambda_2)}{\pi}\right) \right.$$

$$\left. - Nm \left[2 n e_2 \cos\frac{\omega}{2} + \frac{\lambda_2 \phi(\lambda_2)}{\pi} \right] \right]$$

$$k_1 q (k_1 + N)$$

Si l'on observe les franges de superposition avec la longueur d'onde λ_r, les maximums d'intensité des franges sont données pour tous les θ correspondant aux valeurs entières de p dans l'équation suivante :

$$q\, 2\, n\, e_1 \cos\left(\theta - \frac{\omega}{2}\right) - m\, 2\, n e_2 \cos\left(\theta + \frac{\omega}{2}\right) + \frac{q - m}{\pi} \lambda_r \phi(\lambda_r) = p\lambda_r$$

Si p_o est l'ordre d'interférence des franges de superposition en $\theta = o$, le décalage entre les bandes passantes des deux spectromètres s'écrit :

$$(\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{p_o \lambda_r + \frac{q\lambda_1 \phi(\lambda_1)}{\pi} - \frac{m\lambda_2 \phi(\lambda_2)}{\pi} + \frac{m - q}{\pi} \lambda_r \phi(\lambda_r) - Nq\lambda_2}{q(k_1 + N)}$$

En supposant que $\overline{\lambda}_r = \lambda_2$, on trouve si $\lambda_1 = \lambda_2$:

$$p_o = qN$$

Réciproquement, si l'on amène dans le champ en $\theta = o$ la frange de superposition d'ordre $p_o = qN$ obtenue avec un faisceau de référence dont la longueur d'onde moyenne $\overline{\lambda}_r$ est centrée sur la longueur d'onde λ_2 délivrée par Fabry-Perot monochromateur, l'écart $\lambda_1 - \lambda_2$ des bandes passantes aux ordres $k_1 + N$ et $\frac{k_1 q}{m}$ pour les deux étalons peut s'écrire .

$$(\lambda_1 - \lambda_2) =$$

$$\frac{qN\lambda_2 + q\frac{\lambda_1 \phi(\lambda_1)}{\pi} - m\frac{\lambda_2 \phi(\lambda_2)}{\pi} + \frac{m-q}{\pi}\lambda_2 \phi(\lambda_2) - Nq\lambda_2}{q(k_1 + N)}$$

$$(\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{\lambda_1 \phi(\lambda_1) - \lambda_2 \phi(\lambda_2)}{\pi(k_1 + N)}$$

ou

$$\lambda_1 - \frac{\lambda_1 \phi(\lambda_1)}{\pi(k_1 + N)} = \lambda_2 - \frac{\lambda_2 \phi(\lambda_2)}{\pi(k_1 + N)}$$

soit :

$$H(\lambda_1) = H(\lambda_2)$$

On sait (voir courbes annexes) que $H(\lambda)$ est une fonction continue de λ, monotone dans l'intervalle considéré. On en conclue :

$$\lambda_1 = \lambda_2$$

Conclusion

Lorsque la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence reste égale au cours du balayage à la longueur d'onde délivrée par le spectromètre Fabry-Perot monochromateur, il suffit pour garder le synchronisme des bandes passantes Fabry-Perot monochromateur et résolvant, de maintenir devant le diaphragme du spectromètre, n'importe quelle frange de superposition apparaissant dans le champ lorsque le rapport des épaisseurs est voisin du rapport de deux nombres entiers premiers entre-eux.

Remarque

Ceci n'est pas fait pour nous étonner et devient expérimentalement évident. Maintenir la frange de superposition d'ordre $p_o = Nq$ au centre du champ c'est dire aussi que la lame Fabry-Perot équivalente aux deux Fabry-Perot a pour épaisseur :

$$e = \frac{Nq\lambda_2}{2}$$

Cette épaisseur varie avec la bande passante des étalons et donne ainsi constamment un maximum de transmission pour λ_2 .

II.3. Cas où le rapport des épaisseurs optiques est un peu différent du rapport de deux nombres entiers premiers entre eux, et où la longueur d'onde de référence est maintenue fixe au cours de l'exploration du spectre.

Dans un spectromètre constitué par l'association d'un prémonochromateur et de deux étalons Fabry-Perot, le prémonochromateur peut être traversé à la fois par le faisceau de référence et par le faisceau de mesure, à des résolutions assez différentes mais avec coïncidence à la sortie de la longueur d'onde moyenne de la bande isolée dans le spectre à étudier et de la longueur d'onde de référence.

On peut espérer, si l'on a su synchroniser les bandes passantes du prémonochromateur et du Fabry-Perot le plus mince, synchroniser la bande passante Fabry-Perot résolvant avec ces dernières par la méthode indiquée dans les paragraphes II.1 et II.2 de ce chapitre.

Mais, comment synchroniser les bandes passantes de deux étalons constituant à eux seuls le spectromètre ?

La longueur d'onde du faisceau de référence est alors obligatoirement fixe. C'est ce que l'on admet dans les calculs de ce paragraphe.

Supposons que les équations donnant les maximums de transmission pour chaque étalon sont : (voir (25)).

$$2\, n\, e_1 \cos\frac{\omega}{2} + \frac{\phi(\lambda_1)\lambda_1}{\pi} = (k_1 + N)\,\lambda_1$$

$$2\, n\, e_2 \cos\frac{\omega}{2} + \frac{\phi(\lambda_2)\lambda_2}{\pi} = \frac{k_1 q}{m}\,\lambda_2$$

$\frac{q}{m}$ est le rapport de deux nombres entiers premiers entre-eux.

N est très petit devant k_1

p_o est l'ordre d'interférence en $\theta = o$ des franges de superposition du faisceau de référence.

L'écart entre les bandes passantes des deux spectromètres s'écrit :

$$(\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{k_1\left[p_o\lambda_r + q\frac{\lambda_1\,\phi(\lambda_1)}{\pi} - m\frac{\lambda_2\,\phi(\lambda_2)}{\pi} + \frac{m-q}{\pi}\lambda_r\,\phi(\lambda_r)\right] - N\,k_1\,q\,\lambda_2}{k_1\,q\,(k_1 + N)}$$

On peut toujours trouver au départ en faisant varier par exemple e_2 :

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_o$$

Alors les franges de superposition ont en $\theta = o$, un certain ordre différent d'un nombre entier en général :

$$p_o = \frac{N q \lambda_o + \frac{q-m}{\pi}(\lambda_r\,\phi(\lambda_r) - \lambda_o\,\phi(\lambda_o))}{\lambda_r} \qquad (27)$$

On peut par un procédé d'asservissement garder cet ordre p_o constant lorsque par variation de e_1 et e_2 la bande passante du spectromètre passera de $_o$ à . Mais, on aura un décalage obligatoire, $\lambda_1 - \lambda_2$ au voisinage de :

$$(\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{q - m}{q(k_1 + N)} \left[\lambda \phi(\lambda) - \lambda_o \phi(\lambda_o) \right] - \frac{N[\lambda - \lambda_o]}{k_1 + N} \quad (28)$$

Le premier terme est fonction des variations de $\lambda \phi(\lambda)$ avec la bande passante, au cours du balayage. C'est le seul terme de désynchronisation si on choisit un rapport d'épaisseur optiques égal au rapport de deux nombres entiers premiers entre-eux.

Si l'on suppose qu'il n'y a pas de déphasage à la réflexion, le deuxième terme subsiste seul.

En effet, : maintenir une frange de superposition d'ordre $p = N q \frac{\lambda_o}{\lambda_r}$ fixe pour la longueur d'onde λ_r , c'est donner à la lame équivalente aux étalons l'épaisseur $\frac{Nq\lambda_o}{2}$

Pour que les bandes passantes restent coïncidentes, il faudrait que cette épaisseur soit : $\frac{N q \lambda}{2}$, donc, qu'elle suive les variations de la bande passante.

Conclusion

Lorsque la longueur d'onde du faisceau de référence ne suit pas la variation de la bande passante du spectromètre au cours du balayage, l'asservissement de position d'une frange de superposition entraîne une désynchronisation.

Les bandes passantes étant au départ choisies coïncidentes et centrées sur la longueur d'onde λ_o , se trouveront séparées après le balayage $(\lambda - \lambda_o)$.

Mais, on pourra tolérer un certain balayage des épaisseurs e_1 et e_2 avant que l'écart $\lambda_1 - \lambda_2$ ne devienne trop grand.

II.4. Conclusions générales

Grâce à un faisceau auxiliaire de référence, on pourra former des franges de superposition entre deux étalons Fabry-Perot constituant un spectromètre, et maintenir l'une de ces franges dans une position fixe grâce à un procédé d'asservissement qui sera décrit ultérieurement.

Si la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence est égale et suit les déplacements de la bande passante du spectromètre, les deux étalons resteront parfaitement synchronisés au cours d'un balayage théoriquement illimité (dans la pratique, il y a une limite due à la saturation d'un élément de la boucle d'asservissement au bout d'une certaine exploration).

Dans de nombreux cas, et en particulier dans le cas où les deux étalons seront employés seuls à l'exclusion de tout autre prémonochromateur, on désirerait pouvoir synchroniser les bandes passantes sans avoir à faire varier la longueur d'onde du faisceau de référence au cours de l'exploration du spectre.

Les maximums de transmission des deux étalons synchronisés pour la valeur λ_o de la bande passante, seront désynchronisés pour la

valeur λ de manière inévitable en général.

On aura :

$$(\lambda_1 - \lambda_2)_\lambda = \frac{1 - \frac{m}{q}}{\pi k_1} \left(\lambda \phi(\lambda) - \lambda_o \phi(\lambda_o) \right) - \frac{N(\lambda - \lambda_o)}{k_1}$$

III. ETENDUE SPECTRALE EXPLORABLE par un SPECTROMETRE ASSERVI

On se propose d'étudier :

III.1. Quelles sont les tolérances sur la désynchronisation des bandes passantes ; et on en déduit le spectre explorable sans altération rédhibitoire de la fonction d'appareil :

III.2. lorsque la longueur d'onde du faisceau d'asservissement suit les déplacements de la bande passante du spectromètre.

III.3. lorsque la longueur d'onde du faisceau d'asservissment est fixe, et que la frange de superposition amenée au centre du champ est la frange achromatique.

III.1. Conséquence d'une mauvaise synchronisation Précision souhaitable. [18]

Deux étalons Fabry-Perot peuvent être asservis de plusieurs manières :

Prenons pour exemples, les deux types d'associations suivants :

1° - Dans une chaîne de premier type, les étalons sont d'épaisseur très différentes.

$\Delta\sigma_1$ étant l'intervalle entre ordre Fabry-Perot résolvant, l'intervalle entre ordre Fabry-Perot monochromateur est : $\Delta\sigma_2 = k\,\Delta\sigma_1$.

2° - Dans une chaîne de deuxième type, les étalons ont des épaisseurs voisines. Si l'intervalle entre ordre du premier étalon est $\Delta\sigma_1$,

l'intervalle entre ordre du second est :

$$\Delta\sigma_2 = \frac{\Delta\sigma_1 \, k}{k - 1}$$

Ces deux types de chaînes permettent à résolution donnée de multiplier par k l'intervalle spectral libre.

On montre que l'on doit avoir :

$$4 < k < 15$$

"Si k est supérieur à 15, le Fabry-Perot monochromateur n'arrive à réduire convenablement la hauteur des ghosts que si la finesse réflectrice atteint des valeurs incompatibles avec une bonne transparence ; en revanche seuls des gains d'intervalle spectral libre supérieurs à 4 peuvent justifier la perte de transparence et la complication du système explorateur qu'entraîne l'addition d'un Fabry-Perot monochromateur". [19]

On peut, en associant à cette chaîne un autre élément spectrométrique (appareil à réseau ou à prisme), éliminer tous les maximums de transmission sauf un de la chaîne.

Dans d'autre cas, l'intervalle spectral occupé par la source à étudier en spectroscopie d'émission, sera inférieur à l'intervalle spectral libre de la chaîne, auquel cas cette opération sera rendue inutile

soit $\sigma_1 = f_1(t)$ et $\sigma_2 = f_2(t)$

les lois d'exploration des deux Fabry-Perot résolvant et monochromateur respectivement, δ_1 la largeur d'un pic du Fabry-Perot résolvant et δ_2 la largeur d'un pic du Fabry-Perot monochromateur.

Lorsque $\sigma_1 = \sigma_2$, les bandes passantes seront synchronisées.

Une différence entre σ_1 et σ_2 a deux conséquences : il y a déplacement de la bande passante et perte de transparence du spectromètre.

Si l'on s'impose de ne pas avoir de perte de transparence inférieure au 1/100 ($\frac{d\tau}{\tau} < \frac{1}{100}$) , on trouve l'écart tolérable $\sigma_1 - \sigma_2$ des bandes passantes.

	Déplacement de la bande passante	Perte sur le facteur de transmission τ	Ecart $\sigma_1 - \sigma_2$ tolérable ($\frac{d\tau}{\tau} < \frac{1}{100}$)
naîne pe	$\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{k_1^2 + 1}\left[1 - 4\left(\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\delta\sigma_2}\right)^2\right]$	$d\tau = \tau\, 4\left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\delta\sigma_2}\right)^2$	$\lvert\sigma_1 - \sigma_2\rvert < \frac{1}{20}\,\delta\sigma_2$
naîne ype	$\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2}$	$d\tau = \tau\left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\delta\sigma_2}\right)^2$	$\lvert\sigma_1 - \sigma_2\rvert < \frac{1}{10}\,\delta\sigma_2$

III.2. Etendue spectrale explorable lorsque la longueur d'onde du faisceau de référence est synchronisée avec celle du Fabry-Perot monochromateur.

On a vu que cette étendue est théoriquement illimitée, quand le rapport des épaisseurs optiques compte tenu du déphasage à la réflexion est exactement le rapport de deux nombres entiers premiers entre-eux, pour la longueur d'onde considérée ou qu'il en diffère légèrement.

III.3. Etendue spectrale explorable lorsque la longueur d'onde du faisceau d'asservissement est fixe.

Nous allons appliquer les résultats du paragraphe précédent aux conclusions du chapitre II pour en déduire l'étendue spectrale explorable si l'on ne veut pas une perte sur le facteur de transmission (par suite de désynchronisation) supérieure au 1/100.

$$\text{et} \begin{cases} 2 n e_1 \cos \frac{\omega}{2} + \frac{\lambda \phi(\lambda)}{\pi} = (k_1 + N)\lambda \\ 2 n e_2 \cos \frac{\omega}{2} + \frac{\lambda \phi(\lambda)}{\pi} = \frac{k_1 q}{m} \lambda \end{cases}$$

sont les fonctions qui font correspondre un maximum de transmission à chaque valeur $(k_1 + N)$ et $\frac{k_1 q}{m}$ entières.

Nous avons vu, qu'ayant au départ coïncidence pour ces ordres avec une longueur d'onde λ_o, il y a, après un balayage de bandes passantes $\lambda - \lambda_o$, au cours duquel on a maintenu fixe l'ordre d'une frange de superposition obtenu avec une longueur d'onde fixe au centre du champ, une désynchronisation obligatoire : (voir formule (28))

$$\frac{(\lambda_1 - \lambda_2)\lambda}{(q - m)\left[\lambda \phi(\lambda) - \lambda_o \phi(\lambda_o)\right] - Nq\pi(\lambda - \lambda_o)}{\pi q (k_1 + N)}$$

Supposons pour simplifier les choses, que la longueur d'onde du faisceau d'asservissement est justement λ_o, longueur d'onde pour laquelle on a synchronisé les deux Fabry-Perot avant d'effectuer la variation de bande passante du spectromètre.

Dans ce cas, l'ordre de la frange de superposition est $p = Nq$, au centre du champ (voir formule (27)) ; il est forcément entier, autrement il n'y aurait pas pour $\lambda = \lambda_o$ coïncidence des bandes passantes.

On peut évidemment penser qu'au cas où cet ordre p est voisin de l'ordre d'achromatisme, l'écart $(\lambda_1 - \lambda_2)_\lambda$ est minimisé.

L'ordre des franges de superposition pour lequel il y a achromatisme est :

$$P_A = \frac{q - m}{\Pi} \quad \frac{\partial(\lambda \phi(\lambda))}{\partial \lambda}$$

(Voir I.6.)

Il dépend de la longueur d'onde et, n'est donc pas, en général, entier pour $\lambda = \lambda_o$.

Pour simplifier, imaginons avoir choisi λ_o de manière à ce que $P_A (\lambda_o)$ soit entier.

Ceci est facilement justifiable avec les couches multidiélectriques sulfure de zinc cryolithe, en prenant λ_o voisin de la longueur d'onde pour laquelle le revêtement à couches multidiélectriques a la réflexion maximum λ_M.

En effet, dans ce cas, on peut écrire :

$$\frac{d\,(\lambda\,\phi)}{d\lambda} = \phi + \frac{\lambda\, d\,\phi}{d\lambda} \quad \text{pour } \lambda = \lambda_M$$

ceci s'écrit :

$$\frac{d\,(\lambda\,\phi)}{d\lambda}\,\lambda_M = \eta\,(1 + x)$$

où $\phi_M = \eta$ et $x = \frac{\lambda}{\eta}\,\frac{d\,\phi}{d\,\lambda}$

on a : $x = 1,01$ pour 7 couches et x tend vers 1,052 pour un ub de couches infini sulfure de zinc cryolithe [20]

donc autour $\lambda_o = \lambda_M$:

$$P_A \# 2 \quad (q - m)$$

Si dans l'expression donnant $(\lambda_1 - \lambda_2)_\lambda$ on remplace Nq par $P_A = \frac{q - m}{\eta}\,\frac{d\,(\lambda\phi(\lambda))}{d\lambda}$, l'écart $(\lambda_1 - \lambda_2)$ des bandes passantes s'écrit :

$$(\lambda_1 - \lambda_2) = \frac{(q - m)\left[\frac{\lambda\phi(\lambda) - \lambda_o\,\phi(\lambda_o)}{(\lambda - \lambda_o)} - \frac{d\,(\lambda\,\phi(\lambda))}{d\lambda}\,\lambda_o\right]\left[\lambda - \lambda_o\right]}{\eta\left[q\,k_1 + P_A\right]}$$

On peut poser :

$$\frac{\lambda\phi(\lambda) - \lambda_o\,\phi(\lambda_o)}{\lambda - \lambda_o} - \frac{d\,\lambda\,\phi(\lambda)}{d\lambda}\,\lambda_o = A$$

terme que l'on peut évaluer sur les courbes $\lambda\phi(\lambda) = f(\lambda)$.

Pour que les bandes passantes restent synchronisées avec la précision définie auparavant, on devra se limiter à des balayages.

Pour chaîne de premier type

$$|\lambda - \lambda_o| < \frac{\pi (k_1 + N)}{20\,(m-1)} \quad \frac{\delta \lambda_2}{A}$$

soit

$$\boxed{|\lambda - \lambda_o| < \frac{m \pi \lambda}{20\,(m-1)\,A\,N_2}} \qquad (29)$$

Pour chaîne de deuxième type

$$|\lambda - \lambda_o| < \frac{\pi q\,(k_1 + N)}{10\,(q-m)} \quad \frac{\delta \lambda_2}{A}$$

soit

$$\boxed{|\lambda - \lambda_o| < \frac{m \pi \lambda}{10\,(q-m)\,A\,N_2}} \qquad (30)$$

On a dans tout le calcul pris pour longueur d'onde de référence une longueur d'onde monochromatique. Mais de ces conclusions, il découle que la largeur spectrale du faisceau de référence pourra être de l'ordre de $(\lambda - \lambda_o)$, importante comme le montrera notre application numérique.

Application numérique

Dans le cas de couches diélectriques 9 $\lambda/4$ classiques, [8] nous avons résolus graphiquement les inégalités des formules (29) et (30) avec une finesse $N_2 = 50$ $\lambda_o = 5.600$ A° , on trouve

(voir fig 17b)

$$|\lambda - \lambda_o|_{max.} = 150\ A° \quad \text{pour} \quad \frac{e_1}{e_2} = \frac{1}{10}$$

$$|\lambda - \lambda_o|_{max.} = 500\ A° \quad \text{pour} \quad \frac{e_1}{e_2} = \frac{9}{10}$$

III.4. Conclusions générales

- Lorsque la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence est synchronisée avec la longueur moyenne de la bande passante du Fabry-Perot monochromateur, l'asservissement en position d'une frange de superposition dans le faisceau de référence, permet des balayages théoriquement illimités.

- Lorsque la longueur d'onde du faisceau de référence est fixe, les déphasages à la réflexion entraînent des désynchronisations inévitables au cours du balayage.

On peut cependant, en fixant en position la frange de superposition achromatique obtenue lorsque le faisceau de référence a une certaine largeur spectrale, explorer un intervalle spectral beaucoup plus important dans les chaînes de deuxième type que dans les chaînes de premier type, le rapport de l'étendue spectrale balayable sans désynchronisation à l'intervalle spectral libéré par les deux Fabry-Perot étant d'autant plus petit que les Fabry-Perot travaillent à résolution plus faible.

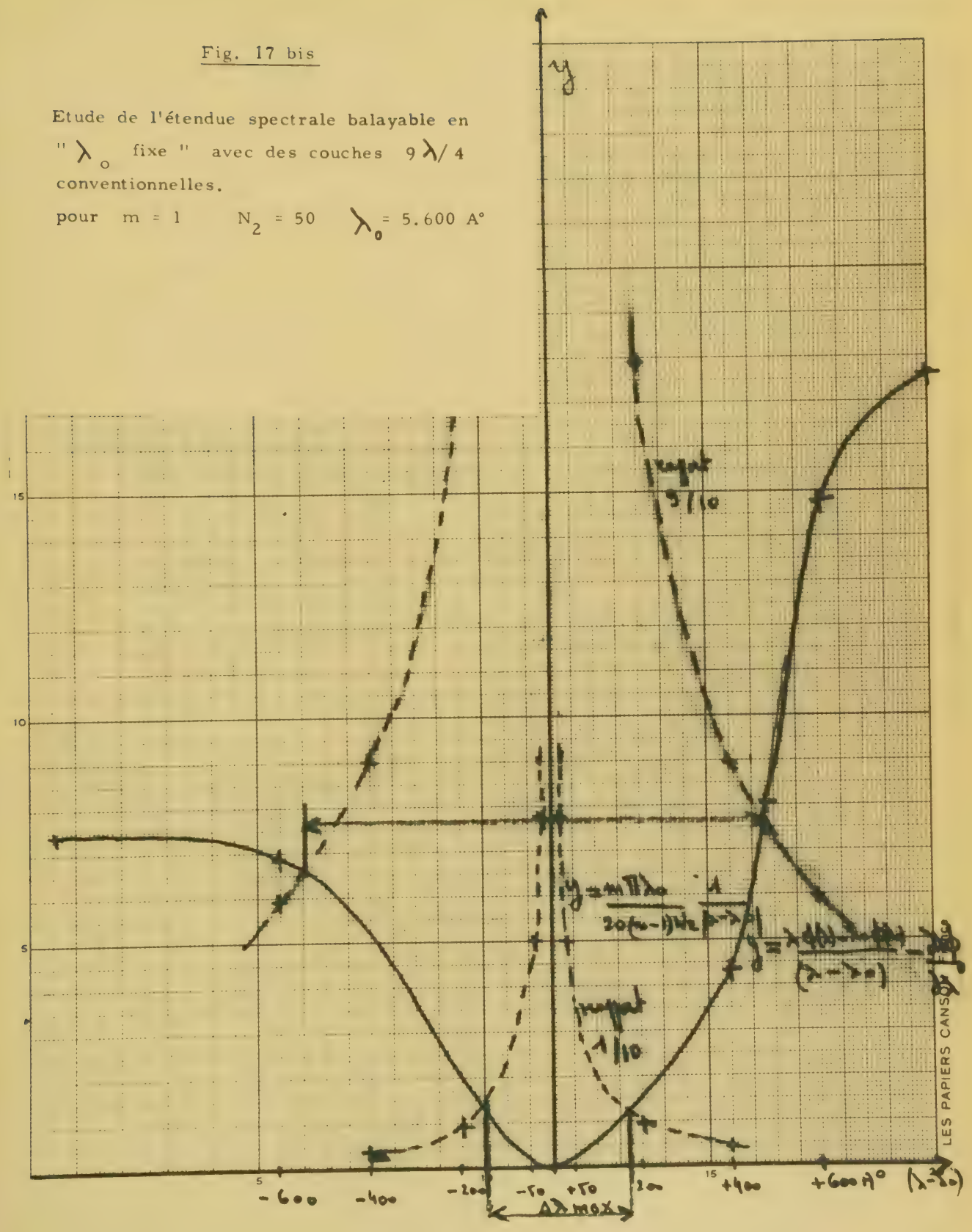
L'étendue spectrale balayable sans désynchronisation ne dépend pas de la résolution.

Le calcul de couches multidiélectriques réalisant la condition d'achromatisme sur un plus grand intervalle spectral, permettrait d'envisager une révision favorable de nos conclusions.

Fig. 17 bis

Etude de l'étendue spectrale balayable en " λ_o fixe " avec des couches $9\lambda/4$ conventionnelles.

pour m = 1 N_2 = 50 λ_o = 5.600 A°



IV. REALISATION EXPERIMENTALE D'UN SPECTROMETRE A DEUX FABRY-PEROT A BANDES PASSANTES ASSERVIES.

A partir des conclusions du chapitre III on peut imaginer deux manières de synchroniser les bandes passantes de deux Fabry-Perot placés en série selon que la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence λ_o , ne suivra pas, ou suivra les variations de la bande passante du Fabry-Perot monochromateur.

IV.1. La première méthode (λ_o fixe) techniquement moins difficile permettrait des balayages très grands si les lames Fabry-Perot étaient recouvertes de dépôts semi-métalliques. Elle a le désavantage de ne permettre que des explorations limitées si les lames sont recouvertes de couches multidiélectriques. Nous décrirons dans ce qui suit comment nous l'avons mise en oeuvre dans le cas des dépôts multidiélectriques.

IV.2. La seconde méthode (λ_o variable) suppose que l'on sait asservir tout d'abord avec une précision suffisante la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence et la bande passante du Fabry-Perot monochromateur.

Nous exposerons brièvement, car l'expérimentation n'a pas encore été entreprise, un dispositif qui pourrait exploiter les avantages de cette méthode (balayages théoriquement illimités même avec des Fabry-Perot à couches multidiélectriques).

IV.I. Réalisation d'un spectromètre basse résolution constitué par la mise en série de deux étalons à balayages synchronisés par un faisceau de référence de longueur d'onde fixe

Nous avons vu (formules 29 et 30) que l'étendue spectrale explorable sans désynchronisation à l'aide de notre procédé n'est pas fonction de la résolution.

Parce qu'il existe déjà un procédé de synchronisation valable pour les besoins des études en hautes résolutions, nous avons choisi de faire nos expériences avec deux Fabry-Perot d'épaisseurs faible. Nous nous sommes fixés l'intervalle spectral libre de la chaine $\Delta \sigma_\ell = 48$ A° pour la raie 5.460 A° ce qui est inférieur à l'étendue spectrale maximum explorable à l'aide de notre procédé dans une chaîne de Ier type (avec des Fabry-Perot à 7 couches classiques en $\lambda/4$).

Nous n'avons pas choisi le meilleur rapport d'épaisseur entre les deux étalons, celui qui aurait donné une finesse globale de la fonction d'appareil maximum sans introduire de pieds parasites trop importants.

Nous ne nous sommes pas non plus placés dans une chaîne de deuxième type ce qui aurait permis théoriquement des balayages plus importants.

En effet, le contraste des franges de superposition (la largeur spectrale du faisceau de référence étant supposée assez petite pour

qu'on n'aie pas à considérer les effets du déphasage à la réflexion) est :

$$\gamma = \frac{4R^{p+q}}{\left(1 + R^{p+q}\right)^2} = \frac{I\ max. - I\ min.}{I\ max.}$$

Il diminue rapidement lorsque p + q augmente.

Si par exemple R = 0,94 on a

$\gamma = 0,81$ pour $p + q = 11$ (rapport $\frac{1}{10}$)

$\gamma = 0,74$ pour $p + q = 19$ (rapport 9/10)

Pour conserver(à la sortie des photomultiplicateurs) un rapport $\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$ correct lorsque le contraste des franges diminue, on est amené à augmenter l'intensité du faisceau de référence. Le bruit de photon étant proportionnel à la racine carrée de l'énergie (u) totale reçue par le photomultiplicateur et le signal différentiel utile étant proportionnel au produit contraste (γ) x énergie (u), le rapport $\frac{\text{signal}}{\text{Bruit}}$ est proportionnel à $\gamma\sqrt{u}$

Pour exemple, si le contraste est divisé par 2 on doit multiplier l'énergie du faisceau de référence par 4. Dans le montage que nous décrirons par la suite, signal de référence et signal de mesure sont, nettement séparés ; cependant les dépôts multidiélectriques sont très diffusants, ce qui mélange au signal de mesure une fraction du signal de référence qui devient gênante, lorsque l'on est amené à augmenter l'intensité dans ce signal de référence.

C'est la raison pour laquelle nous n'avons pu jusqu'à ce jour réussir à donner des résultats valables que pour des rapports

d'épaisseurs 1/1 à $\frac{1}{5}$. Il sera sans doute possible de remédier prochainement à ces difficultés, ce qui permettra de choisir des rapports d'épaisseur plus intéressants. On peut en effet parfaire la séparation géométrique du faisceau de référence et du faisceau de mesure.

Nous décrirons donc dans ce qui va suivre la manière dont nous avons ébauché un spectromètre basse résolution à deux Fabry-Perot dont les épaisseurs sont dans un rapport entier et inférieur ou égal à 5 selon le plan suivant :

IV. I.a. le système optique

IV. I.b. les éléments mĕcaniques

IV. I.c. Eléments électroniques de l'asservissement

IV. 1.d. Réglages et performances de l'asservissement

IV. 1.e. Résultats et avenir de la méthode.

IV. 1.a. Système optique du spectromètre à deux Fabry-Perot asservi (fig. 18 photos 19 et 20).

Deux étalons Fabry-Perot dans le rapport d'épaisseur optique k sont légèrement inclinés l'un par rapport à l'autre. La direction commune aux plans des deux Fabry-Perot étant normale au plan (dans la fig. 18).

IV.1.a.α. Faisceau de référence

Le faisceau de référence issue d'une lampe à incandescence wb suivi d'un filtre adéquat F_1 traverse les deux étalons. Ce filtre a une

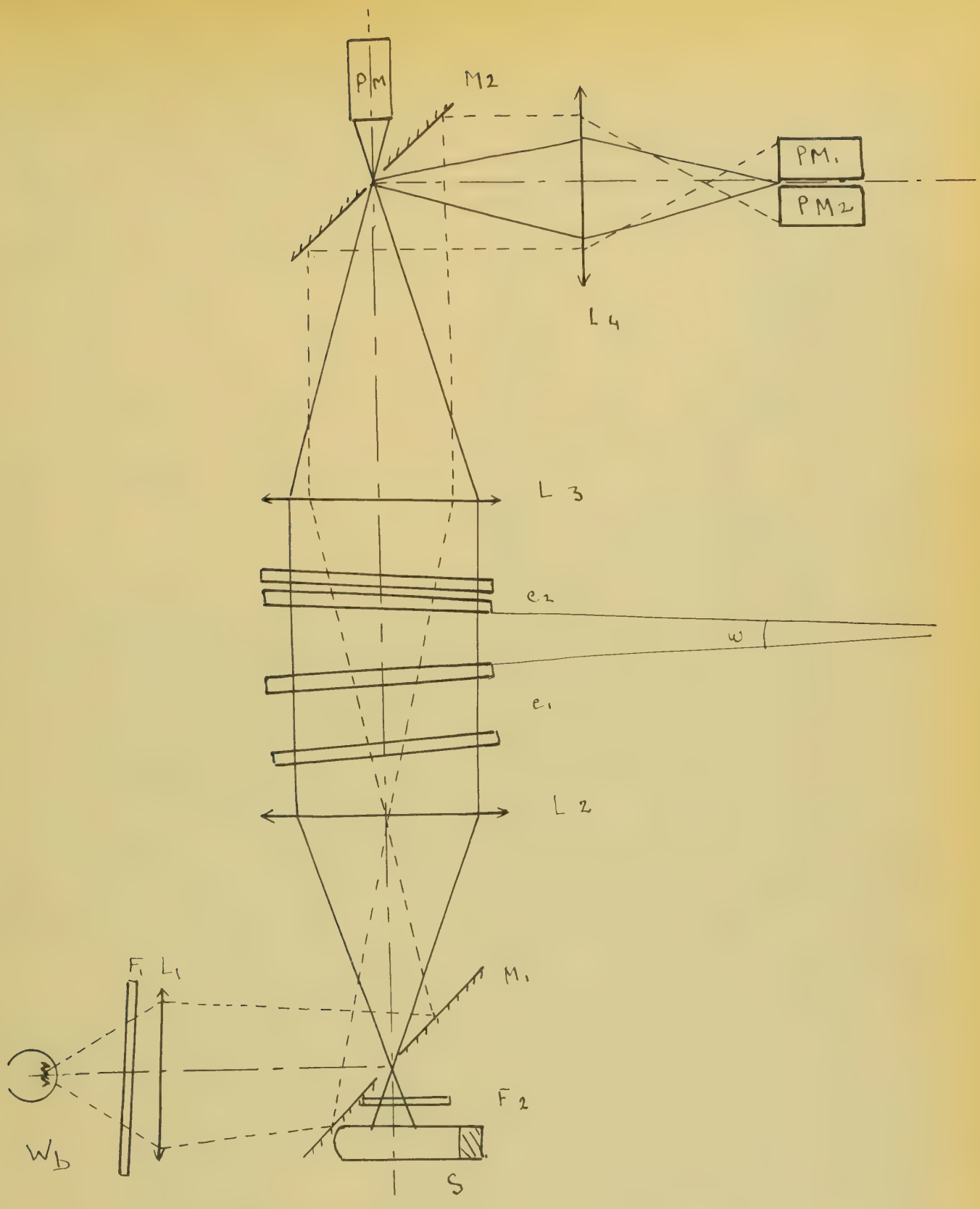


FIG 18

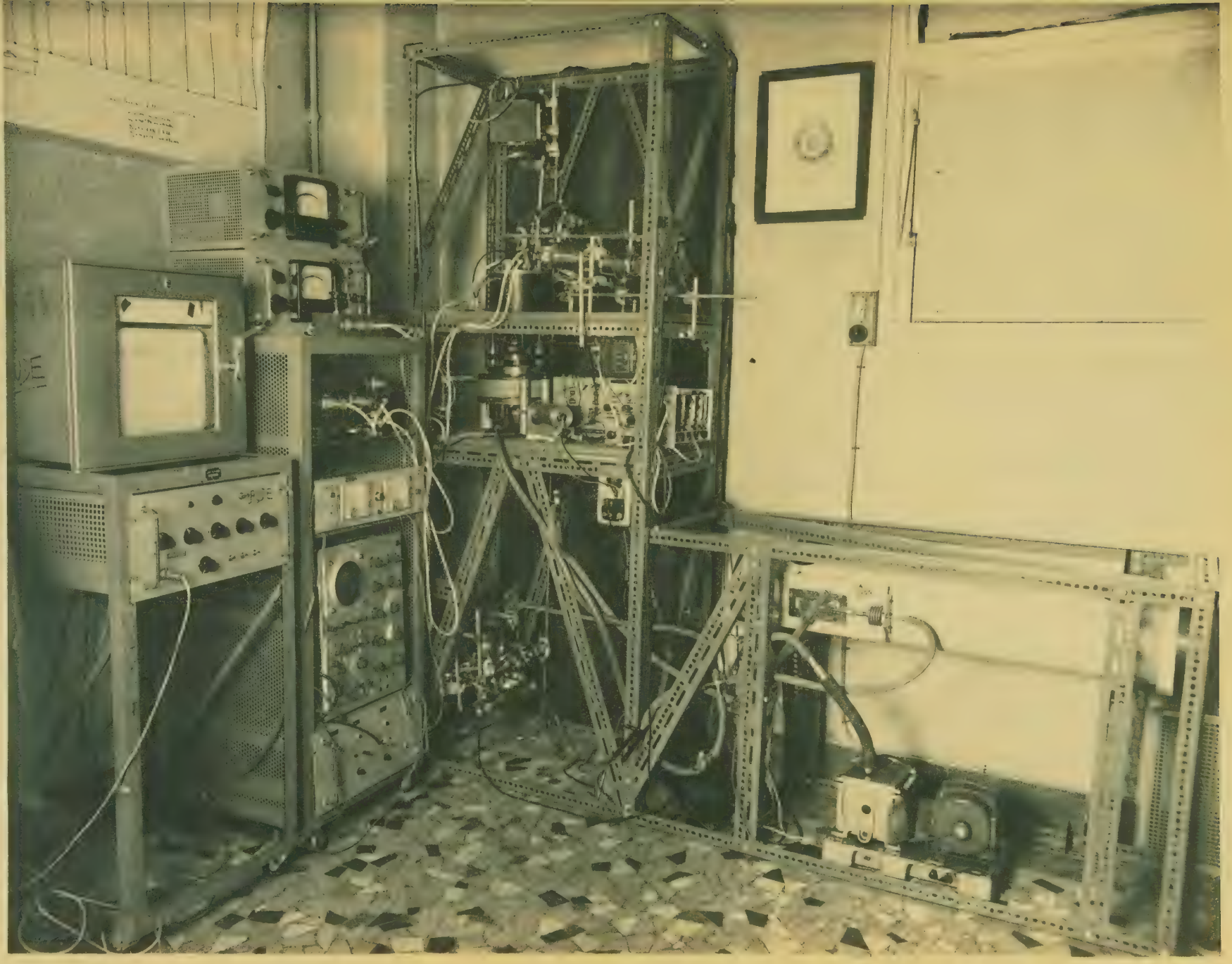


FIG 19 Vue generale du montage

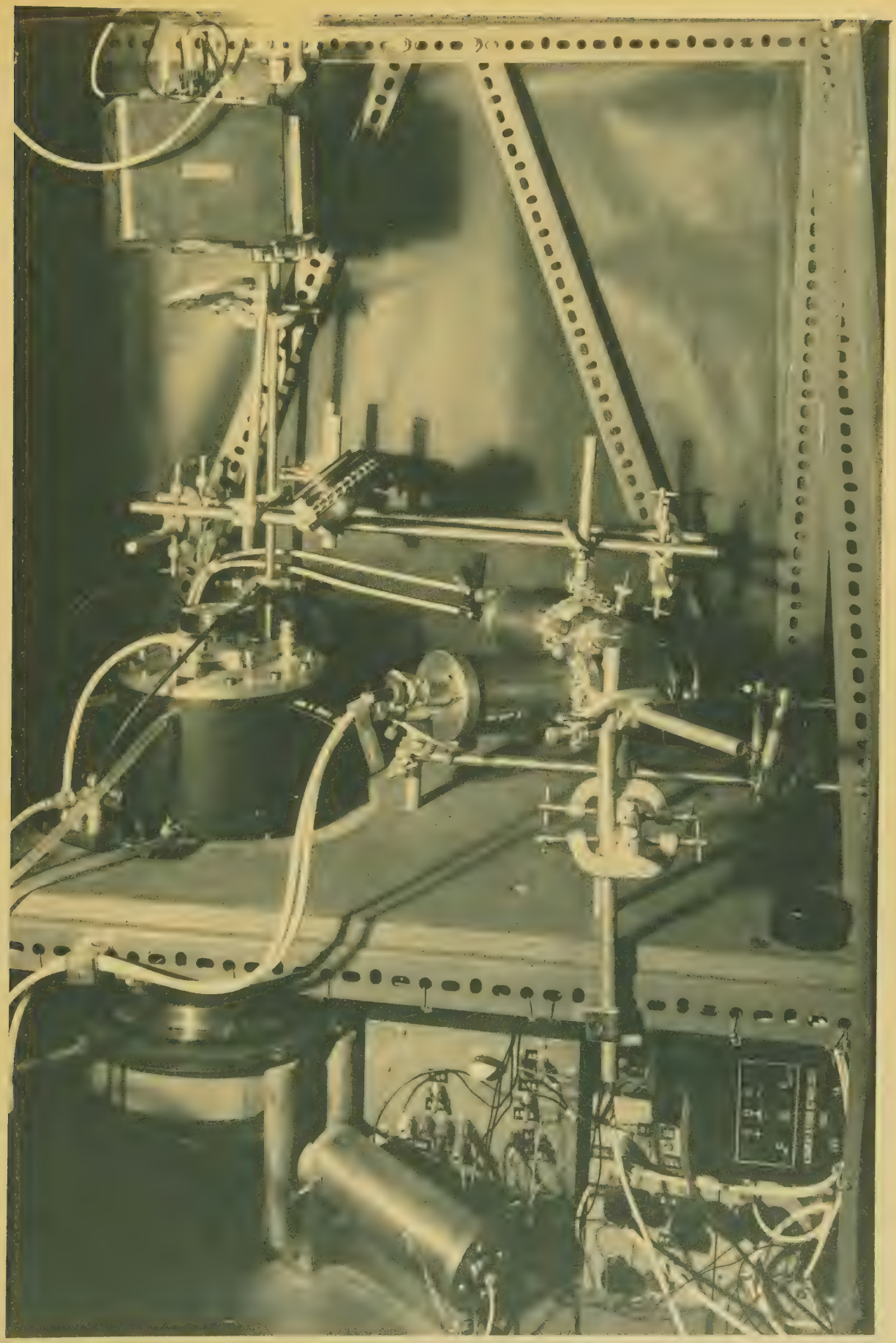


Fig 20 montage des 2 FP asservis (détail)

bande passante de l'ordre de grandeur de l'étendue spectrale maximum explorable par le procédé, centrée sur la région spectrale à étudier (cf. formules 29 et 30).

On peut observer dans la partie illuminée du miroir M_2 au plan focal de la lentille L_3 les franges de superposition achromatiques des deux étalons, parallèles à l'intersection des plans des deux étalons.

La lentille L_4 forme l'image de ces franges sur les photomultiplicateurs PM_1 et PM_2.

$$\text{Si } \frac{e_1}{e_2} = \frac{q}{p}$$

l'interfrange angulaire après la lentille L_3 est :

$$i = \frac{\lambda}{2 \omega p e_1}$$

On peut, en rendant ω petit, étaler les franges de superposition de manière à ce qu'il ne subsiste qu'une frange dans le champ (la frange achromatique).

Chacun des photomultiplicateurs analysant un plan de cette frange, toute désynchronisation sera traduite par la grandeur et le signe de la différence des courants qu'ils fournissent.

IV.1.a.β. Faisceau de mesure

Les miroirs M_1 et M_2 sont percés et laissent passer le faisceau issu de la source S à analyser.

Les trous percés dans les miroirs sont au plan focal des lentilles L_2 et L_3 et ont les dimensions requises.

Bien que le spectromètre comprenne deux Fabry-Perot en série, sa fonction d'appareil est encore à bandes passantes multiples ($\sigma = \frac{k}{2\pi}$), aussi sera-t-il précédé d'un filtre interférentiel dont la bande passante est de l'ordre de grandeur de l'intervalle spectral libéré par l'association des deux étalons.

IV.1.b. Eléments mécaniques du spectromètre à deux Fabry-Perot

IV.1.b.α. Fabry-Perot monochromateur; c'est un Fabry-Perot placé dans une monture à cales piezo-électrique conçue par J. Hirschberg et P. Platz [21] réalisée au C.E.A. (schéma 21)

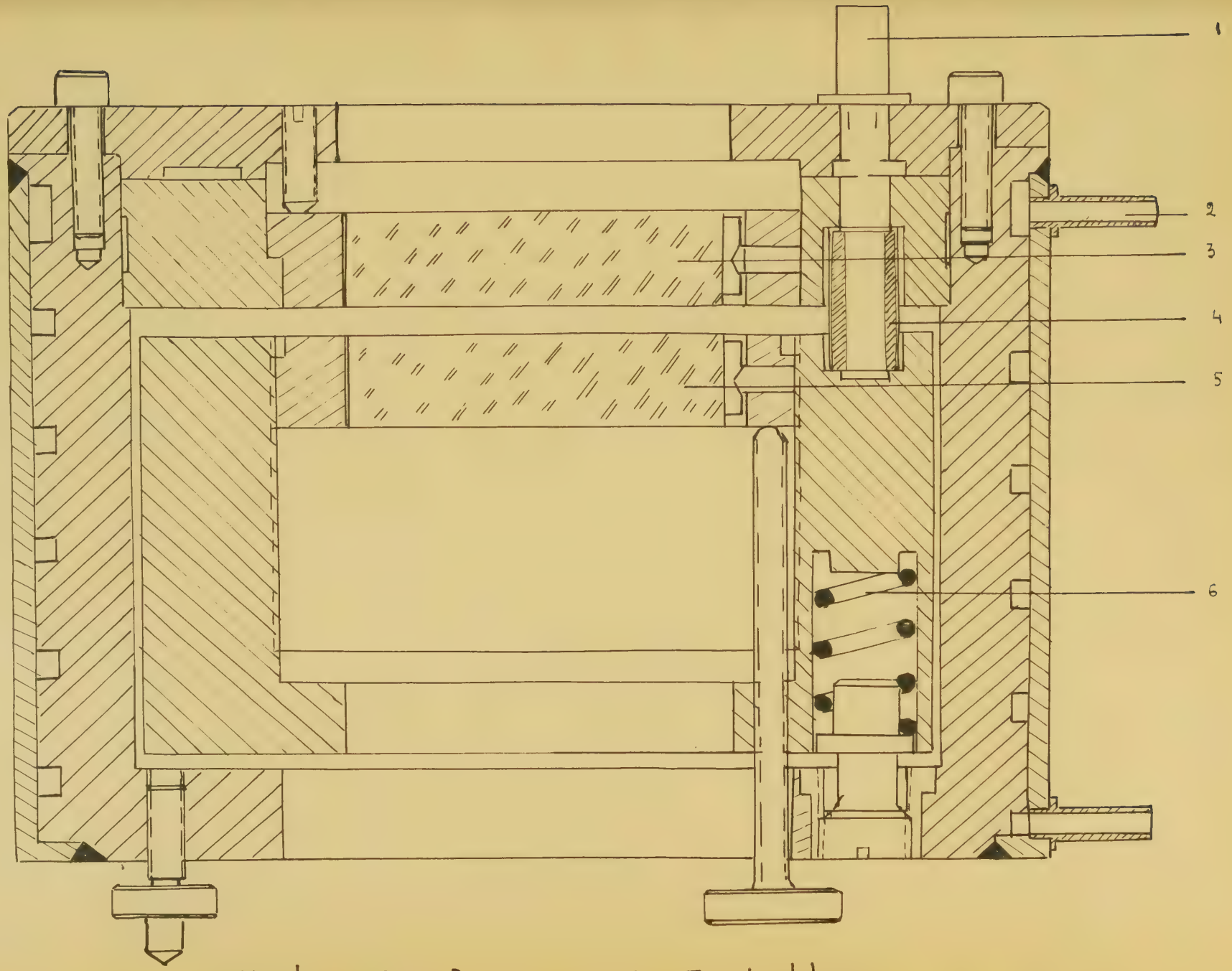
Les lames de Fabry-Perot (3 et 5) tenues dans leurs montures sont séparées par trois cales piezo-électriques (4)

Trois ressorts (6) assurent le contact des montures de lames sur les cales sans entraver les légers déplacements de la monture de la lame inférieure.

En effet toute variation de tension V aux bornes des cales se traduit par une variation d'épaisseur e de l'étalon.

La fonction $e = f(V)$ est à peu près linéaire. Dans notre système $\frac{\Delta e}{\Delta V} = 25\ 10^{-5}\ \mu / V$

La commande de nos cales peut dans le système actuel fournir des tensions variant continuement de - 650 Volts à + 850 ; il en résulte que le balayage maximum du Fabry-Perot n'est que légèrement supérieur à un ordre pour la longueur d'onde $\lambda = 0{,}55\ \mu$.



Monture Fabry-Perot P. Platz J. Hirschberg

FIG 21

Cette monture doit être soigneusement thermostatée, à cet effet, elle est entourée d'un serpentin parcouru par un courant d'eau à température constante.

A condition que la température de la salle ne varie pas trop, cette monture atteint l'équilibre 5 à 10 heures après la mise en route du thermostat et l'interferomètre reste alors correctement réglé.

IV.1.b. β. Fabry-Perot résolvant

La monture a été décrite dans la première partie de cette thèse. C'est une monture "à ventouse" asservie au parallélisme (fig. 14).

IV.1.c. Eléments électroniques de l'asservissement (fig. 22).

IV.1.c. α. Principe de la contre-réaction.

Supposons avoir placé face aux photomultiplicateurs PM_1 et PM_2, la frange de superposition achromatique correspondant au rapport d'épaisseur k, par variation pneumatique de l'épaisseur du Fabry-Perot ventouse, la tension aux bornes des cales piezo-électriques du deuxième Fabry-Perot étant V = o

La différence des courants à la sortie des photomultiplicateurs PM_1 et PM_2 est $i_1 - i_2 = o$.

Si le Fabry-Perot ventouse balaie, la frange de superposition tend à se déplacer, mais la différence de courants $(i_1 - i_2)$ aux bornes des photomultiplicateurs amplifiée par une chaîne convenable commande la variation d'épaisseur du Fabry-Perot piezo-électrique de façon à minimiser $(i_1 - i_2)$.

La frange de superposition reste sensiblement en place, ce qui implique que les bandes passantes restent synchronisées (cf. chap. III).

Au cours du balayage le Fabry-Perot ventouse pilotera le Fabry-Perot piezo-électrique jusqu'à saturation d'un des éléments de la boucle de contre-réaction.

IV.1.c.β. Eléments de la contre-réaction.

A l'aide des courants à la sortie des photomultiplicateurs dont la différence constitue le signal d'erreur on cherche à commander le déplacement du Fabry-Perot piezo-électrique à l'aide de hautes tensions V continues appliquées sur les cales.

Le dispositif électronique doit faire la différence des courants $i_1 - i_2$ positifs ou négatifs donnés par les photomultiplicateurs, en faire l'amplification en tension pour donner en sortie une haute tension $V = G\ (i_1 - i_2)$ restituant le signe de la différence $(i_1 - i_2)$.

On exige de la chaîne les qualités suivantes :

- un gain suffisant et réglable dans de larges proportions
- une bande passante assez large
- la possibilité, classique dans les asservissements, de corrections de phase
- une plage de sortie ΔV la plus étendue possible
- un bruit propre ΔV_B produisant aux bornes des variations d'épaisseur inférieurs aux défauts d'épaisseurs des lames $\left(\frac{\lambda}{80}\right)$.

Ce bruit est cependant diminué en boucle fermée car l'amplificateur est lui-même asservi par la chaîne.

Cette exigence pourra être, sans doute, assouplie.

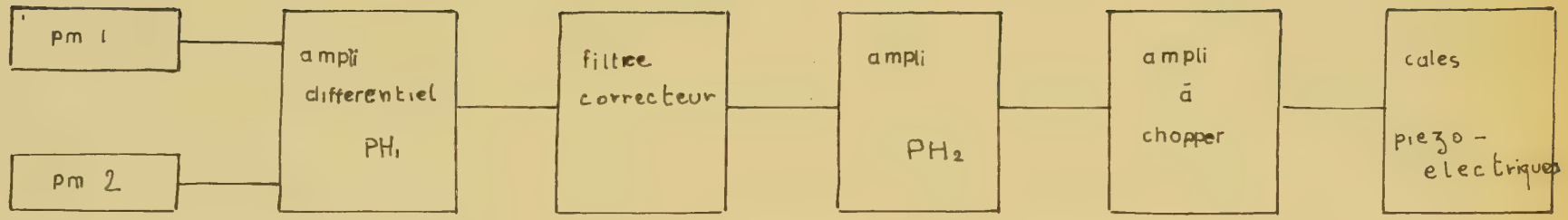


SCHÉMA DE LA CONTRE RÉACTION (asservissements de 2 Fabry-Perot)

FIG 22

Nous avons opté pour une chaîne comprenant :

1° - un amplificateur différentiel opérationnel Philbrick PP 55 A

2° - un filtre correcteur

3° - un amplificateur PP 55 A

} schéma 23

4° - un amplificateur à modulation et démodulation synchrone pour les hautes tensions } schémas 24 à 30

1° - Amplificateur différentiel PP 55 A

Il permet des gains en tensions sur une charge de 5 KΩ pouvant aller de 0 à 10.000 .

Ces variations étant obtenues en appliquant une contre-réaction réglable.

De haute impédance d'entrée 10 MΩentre entrée différentielle et la masse, il peut être placé directement à la sortie des photomultiplicateurs qui pourront avoir une grande impédance de charge Z (nous avons Z = I MΩ).

La plage de sortie est ± 10 volts à 2mA et la bande passante 10 KC.

2° - Le filtre correcteur.

Il a été déterminé expérimentalement de manière à obtenir les meilleures réponses possibles de l'asservissement à une perturbation. Il comporte trois voies destinées aux hautes, moyennes et basses fréquences.

3° - Le deuxième amplificateur PP 55 A

est destiné à augmenter le signal atténué par le filtre correcteur, une des entrées est à la masse.

4° Amplificateur haute-tension à modulation et démodulation synchrone.

Des lampes spéciales pouvant supporter les hautes tensions existent mais elles mettent en oeuvre une technologie difficile. Il est préférable d'obtenir l'amplification en tension par un transformateur.

La tension continue, est découpée en signaux carrés, amplifiée en tension par un transformateur. On effectue en sortie une détection synchrone.

Cet amplificateur (schémas 25 à 30) réalisé par le service électronique du laboratoire a les caractéristiques suivantes :

- Plage de sortie - 850 Volts à + 650 Volts
- Impédance de sortie 850 KΩ
- Gain en tension 100

La fréquence de découpage est de 1000 Hz ce qui limite la bande passante à une centaine de Hz. Il serait certainement très utile pour augmenter les performances de l'asservissement, de prendre une fréquence plus élevée, mais les difficultés techniques sont proportionnellement augmentées.

IV.1.d. Réglages et performances de l'asservissement

Nous avons étudié le système en boucle ouverte puis en boucle fermée.

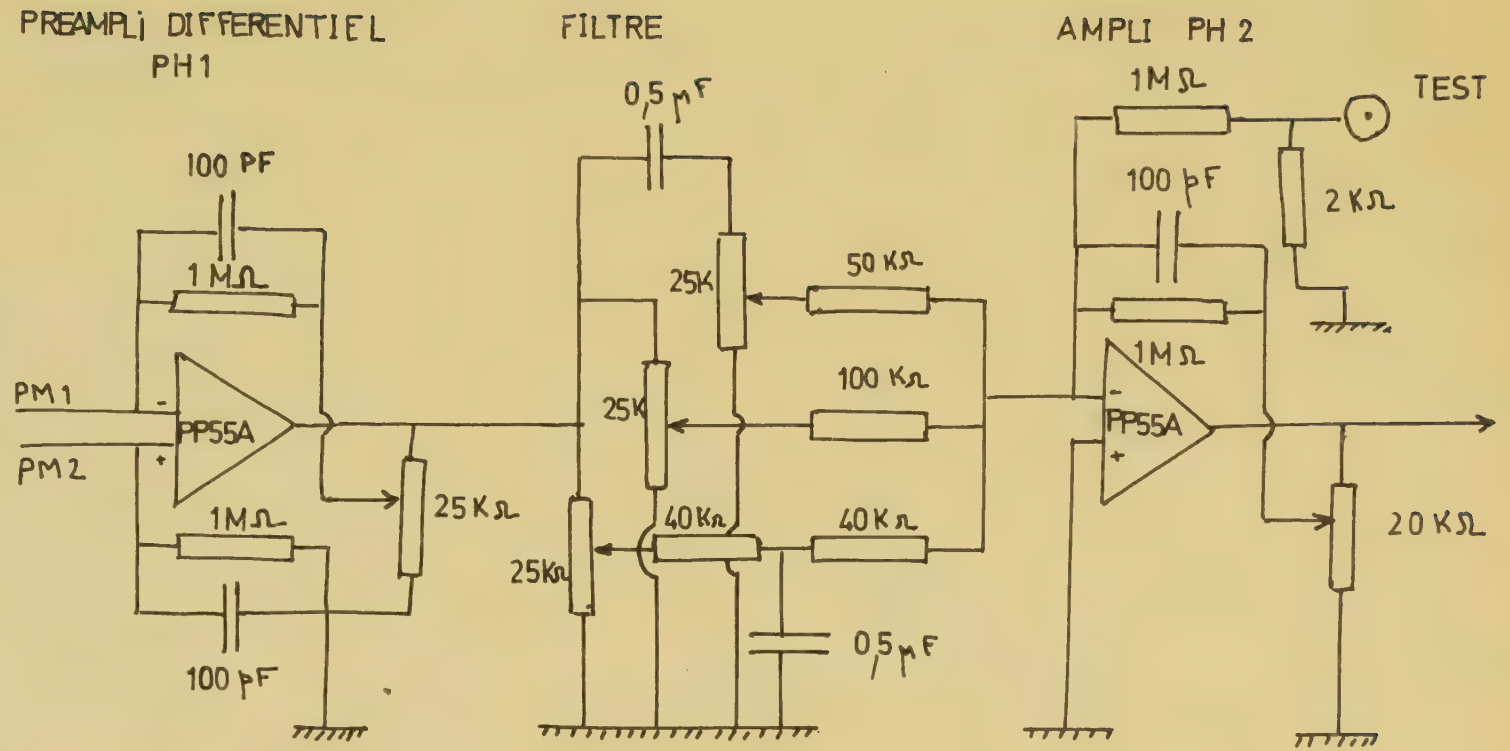
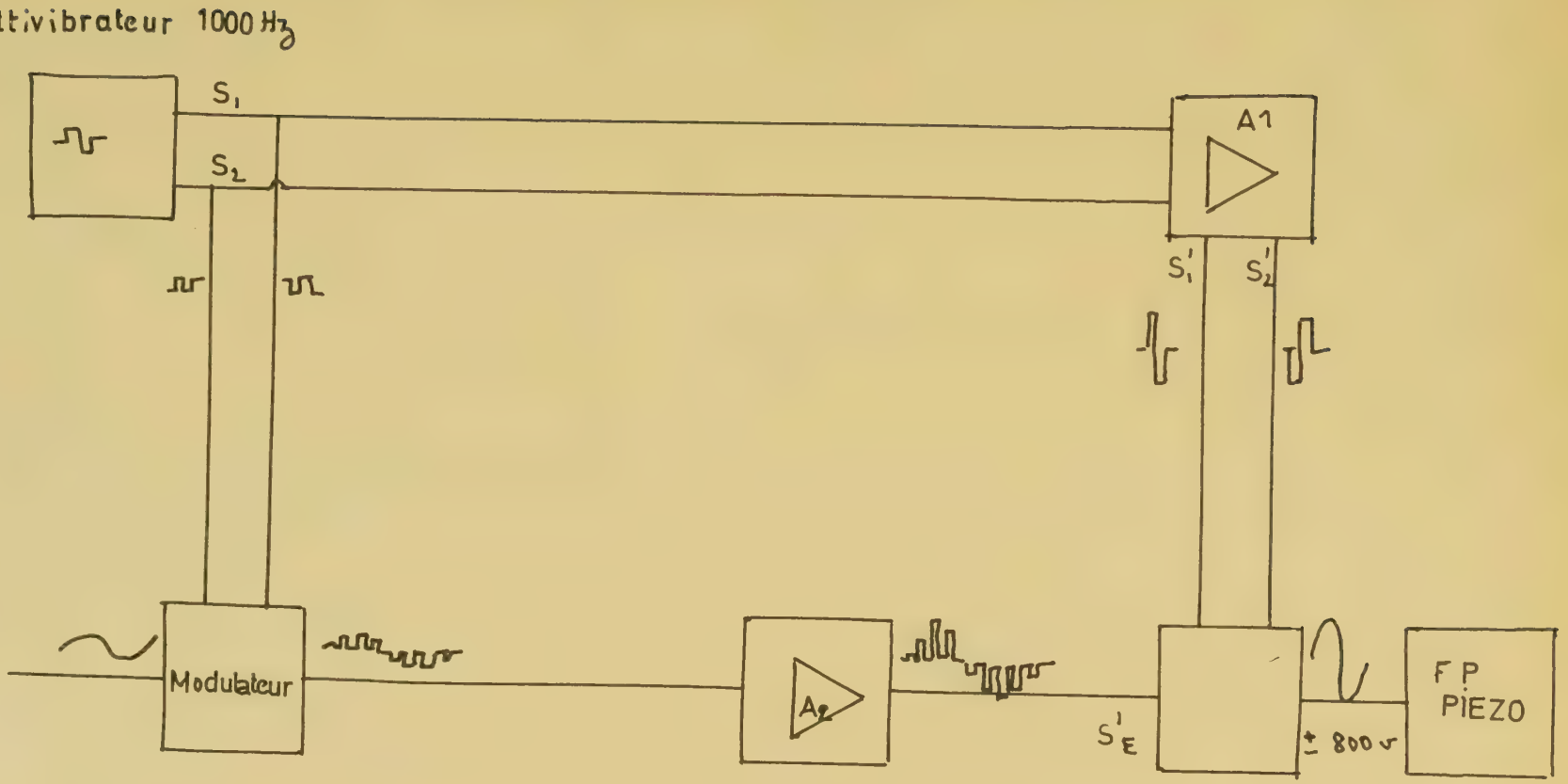

PREAMPLI DIFFERENTIEL
PH1
FILTRE
AMPLI PH 2
TEST
100 PF
1 MΩ
PM1
PM2
PP55A
25 KΩ
1MΩ
100 pF
0,5 µF
25K
50 KΩ
100 KΩ
40 KΩ
25KΩ
0,5 µF
1MΩ
100 pF
2 KΩ
1MΩ
PP55A
20 KΩ

FIG 23



AMPLIFICATEUR DE TENSION A CHOPPER

FIG 24

MODULATEUR

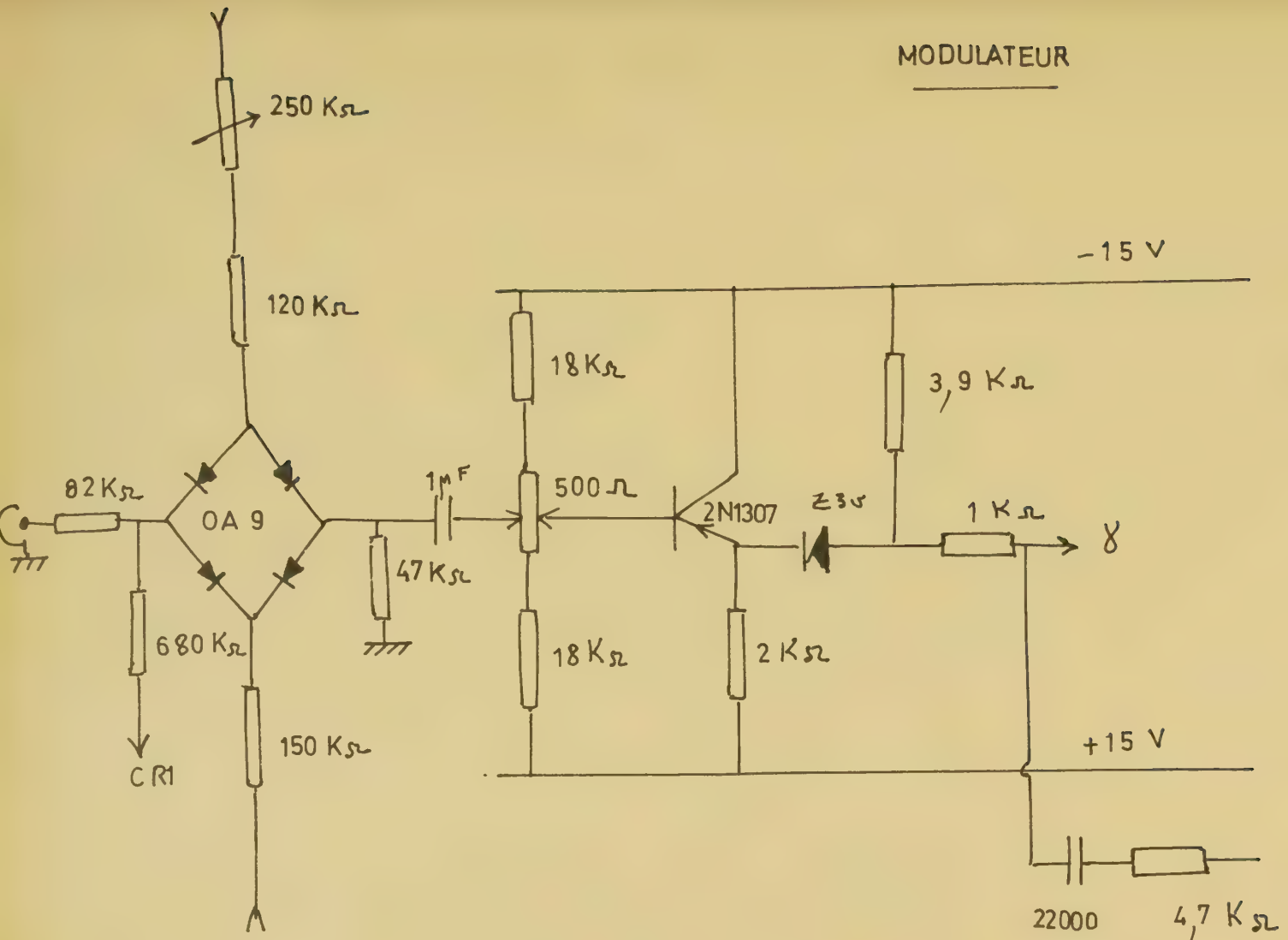
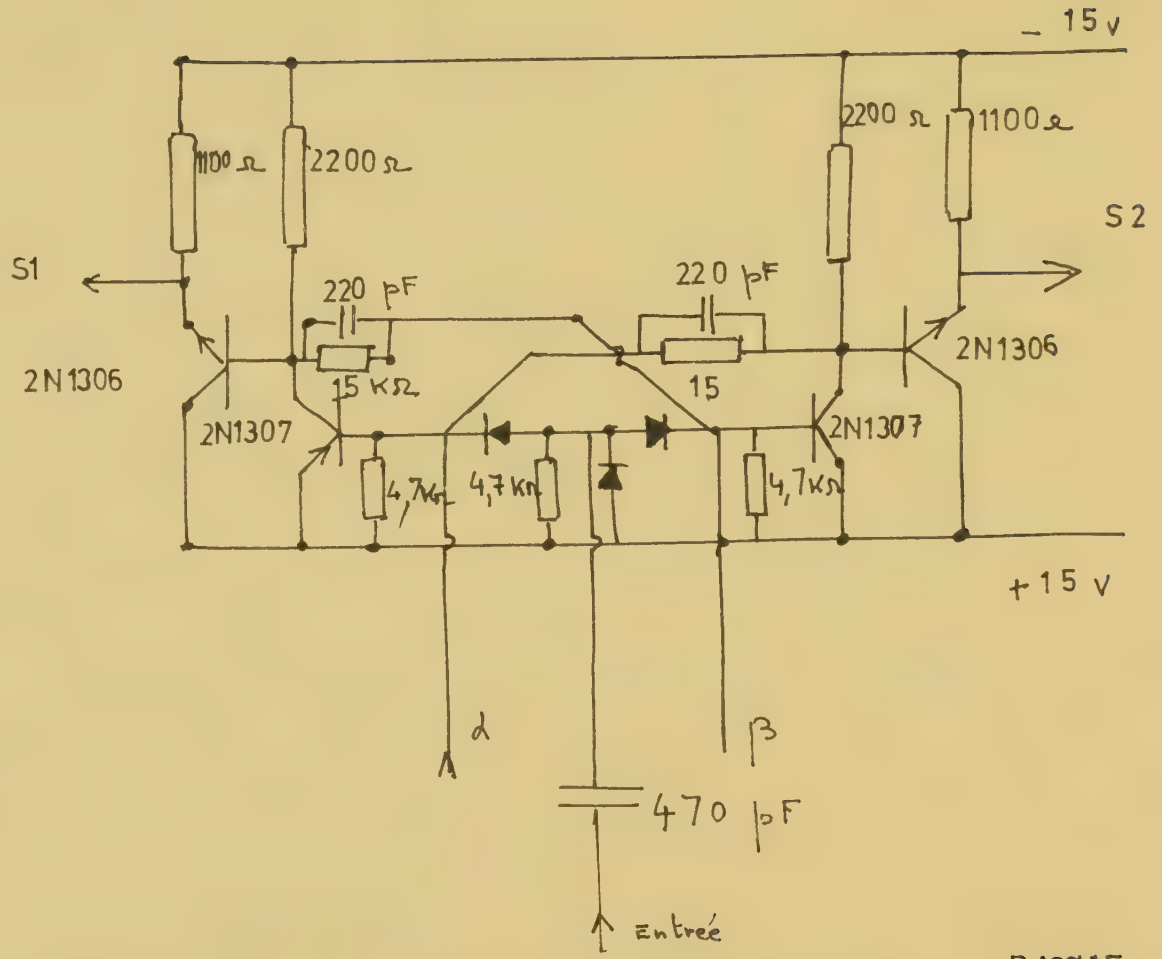
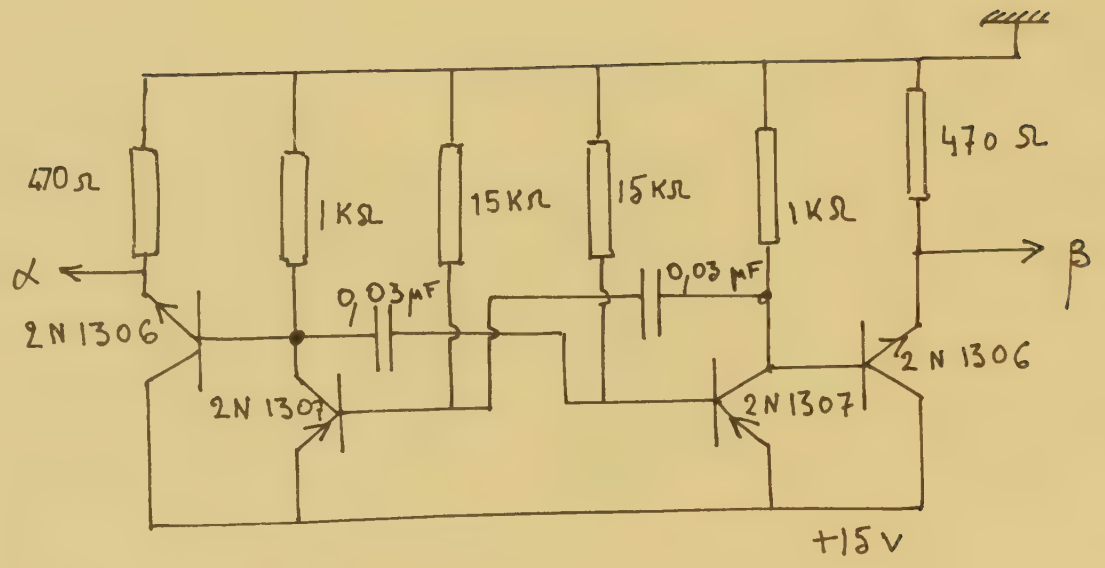


FIG 25



BASCULE

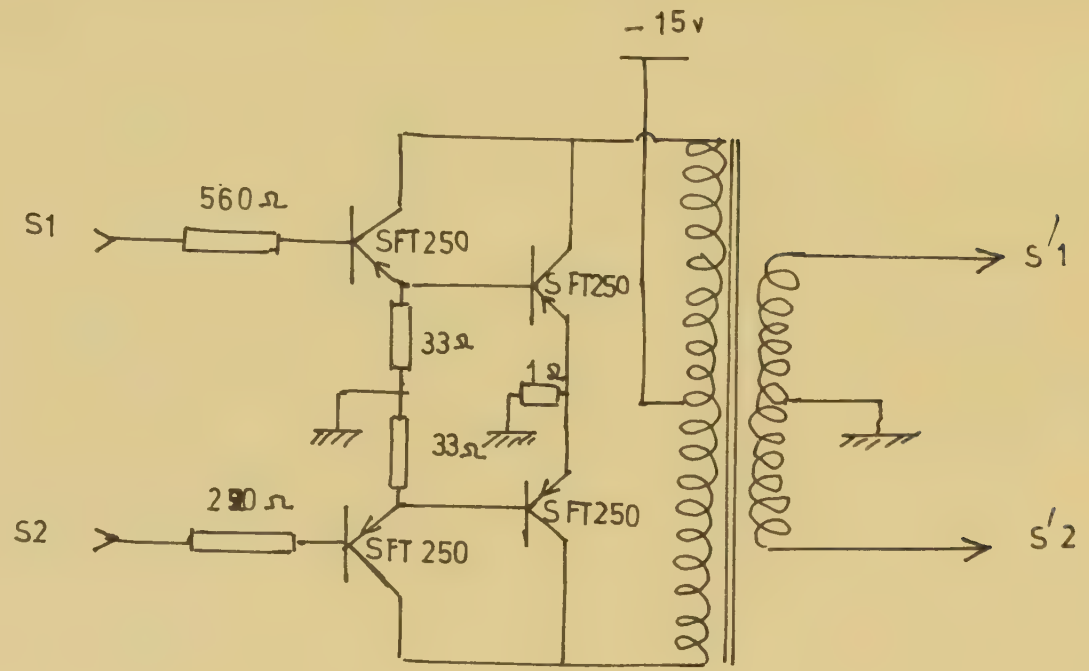
FIG 26



MULTIVIBRATEUR

FIG 27

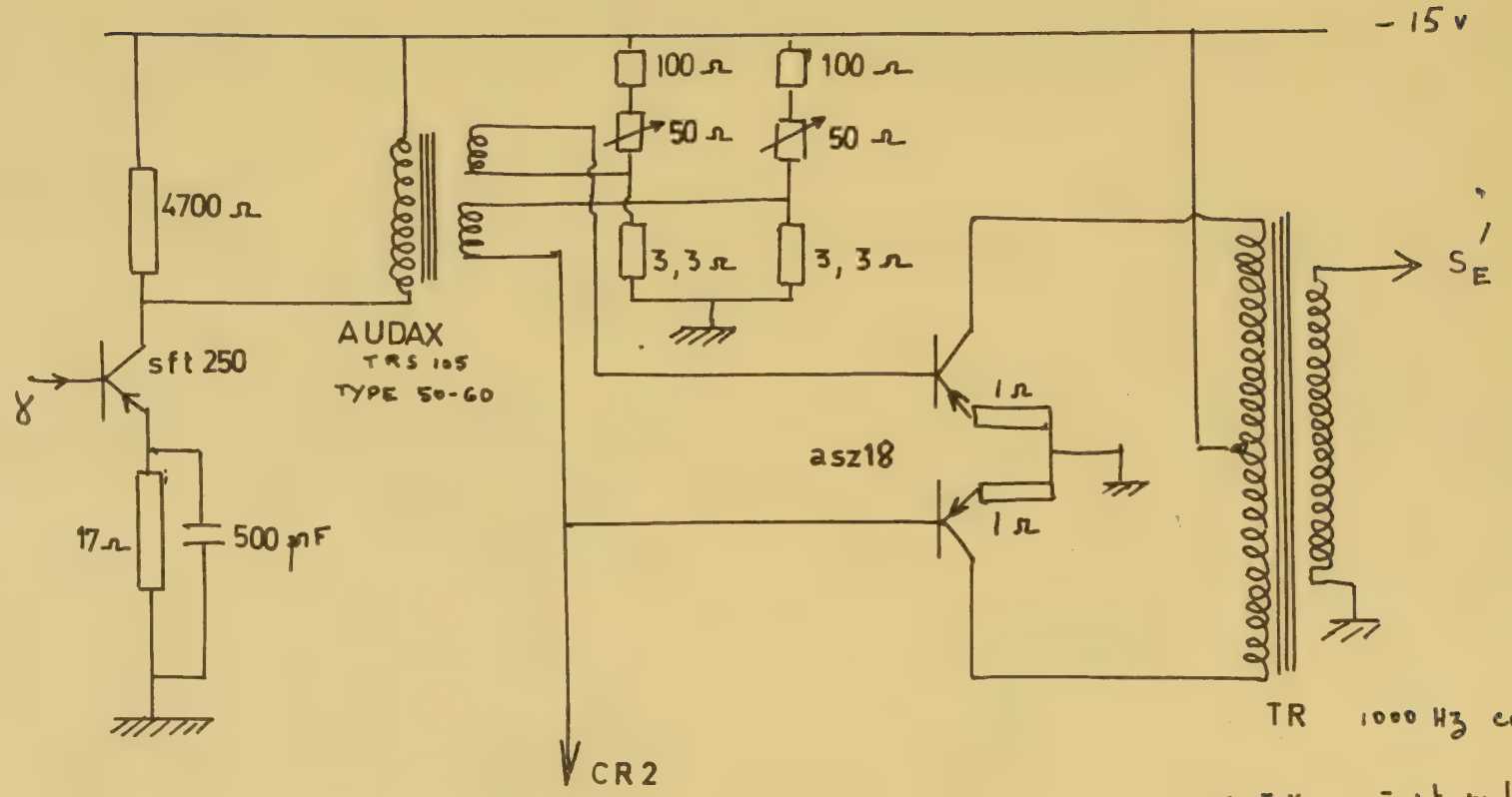
AMPLIFICATEUR SIGNAUX CARRÉS A1



TR

TR 1000 Hz carrés
15 V cc à pt milieu
3000 σ sur 2x500 KΩ
MYRRA n° 113.52

FIG 28



AMPLI SIGNAL A2

FIG 29

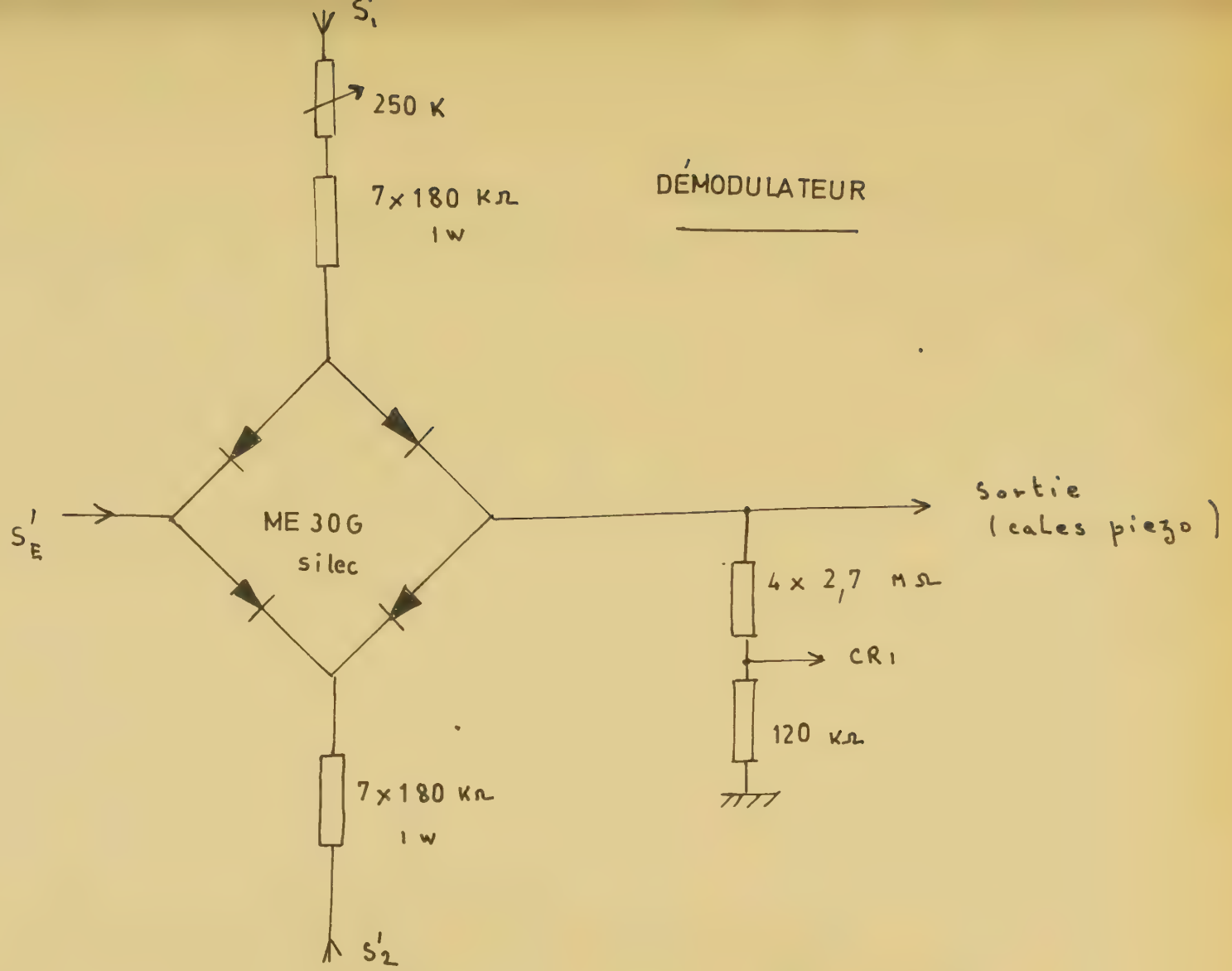

DÉMODULATEUR
S_1'
250 K
7 x 180 KΩ
1 W
ME 30 G
silec
S_E'
Sortie
(cales piezo)
4 x 2,7 MΩ
CR1
120 KΩ
7 x 180 KΩ
1 W
S_2'

FIG 30

IV.1.d.α. Réglage en boucle ouverte.

La frange de superposition est centrée sur les photomultiplicateurs pour une tension nulle aux bornes des cales piezo-électriques.

La boucle d'asservissement est coupée à la sortie des photomultiplicateurs. On envoie à l'aide d'un générateur BF un signal à l'entrée de l'amplificateur PH_1. On mesure le déphasage du signal de frange à la sortie d'un des photomultiplicateurs par rapport à l'entrée de PH_1 entre ces deux tensions.

Les signaux entrée et sortie en phase pour les basses fréquences ne le sont plus pour des fréquences plus élevées. La fréquence pour laquelle entrée et sortie sont en opposition de phase sera évidemment la fréquence propre d'oscillation du système en boucle fermée.

Dans un système mécanique les perturbations de fréquences élevées peuvent être amorties plus facilement que les perturbations de basses fréquences aussi cherchera-t-on à augmenter la fréquence auto-oscillation du système.

IV.1.d.β. Réglages en boucle fermée.

Une fois l'asservissement en état de fonctionnement, on applique un signal carré perturbateur sur les cales par l'intermédiaire de l'entrée test de l'amplificateur PH_2 (schéma 23).

Ce signal est corrigé avec une certaine précision. On visualise la tension aux bornes des cales sur un oscilloscope. Ce test permet de mesurer la précision de l'asservissement, son temps de réponse

et aussi la fréquence propre d'oscillation du système et son temps d'amortissement.

Par retouches successives du filtre correcteur et des éléments mécaniques on peut améliorer la réponse de l'asservissement à la perturbation.

A titre d'exemple nous reproduisons quelques photos prises sur l'oscilloscope (photo 31).

Une tension carrée $V = \pm$ 500 Volts à la fréquence 1 Hz (photo 31, 1) est appliquée aux bornes des cales piezo-électriques.

Le filtre électrique de la chaîne de contre-réaction n'étant pas correctement ajusté, on observe en boucle fermée une réponse dans laquelle les auto-oscillations à la fréquence 45 Hertz du système ne sont pas amorties avant 6 périodes (photo 31 - 2).

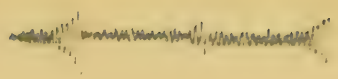
Une retouche du filtre correcteur a amené la réponse de la photo 31 - 3 .

Le gain correctement ajusté (photo 31 - 4) il reste une erreur statique que l'on peut évaluer = Pour 1.000 Volts de perturbations il reste $\frac{1.000}{30}$ Volts aux bornes des cales, c'est-à-dire une erreur $\Delta(2e) = \frac{\lambda}{30}$ sur les cales.

Cette erreur nulle pour $V = o$ sera $\Delta(2e) = \pm \frac{\lambda}{60}$ pour $V = \pm$ 500 Volts c'est-à-dire qu'elle sera négligeable devant les variations d'épaisseurs dues aux défauts de surfaces des lames de Fabry-Perot.

- 1 -

Perturbation appliquée aux bornes des cales piezo-électriques en boucle ouverte.



- 2 -

Résidu de la perturbation aux bornes des cales en boucle fermée . Réponse fortement oscillatoire.

- 3 -

Résidu de la perturbation aux bornes des cales après addition et un filtre adéquat . Gain de contre-réaction faible.

- 4 -

Toutes choses égales par ailleurs on a augmenté le gain jusqu'à le rendre optimum.

- 5 -

Gain plus élevé entraînant de légères oscillations pour une perturbation plus for-

On n'applique pas de perturbation. Le gain de contre - réaction est augmenté. Le système entre en régime d'auto oscillation.

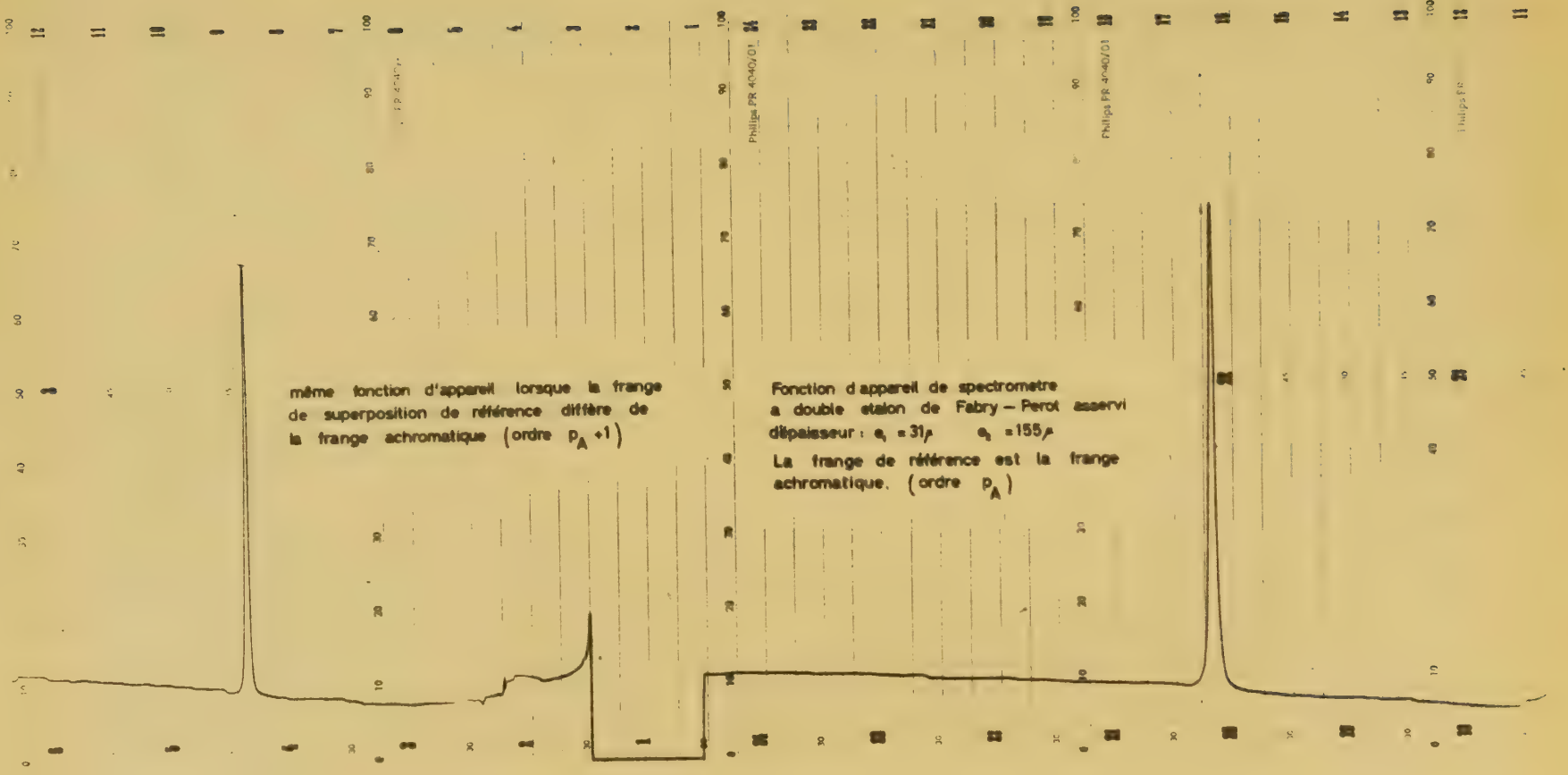
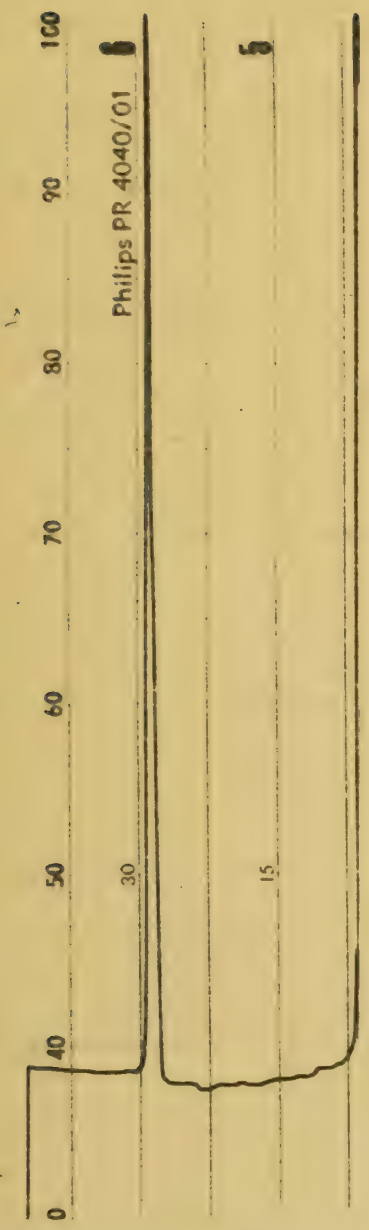
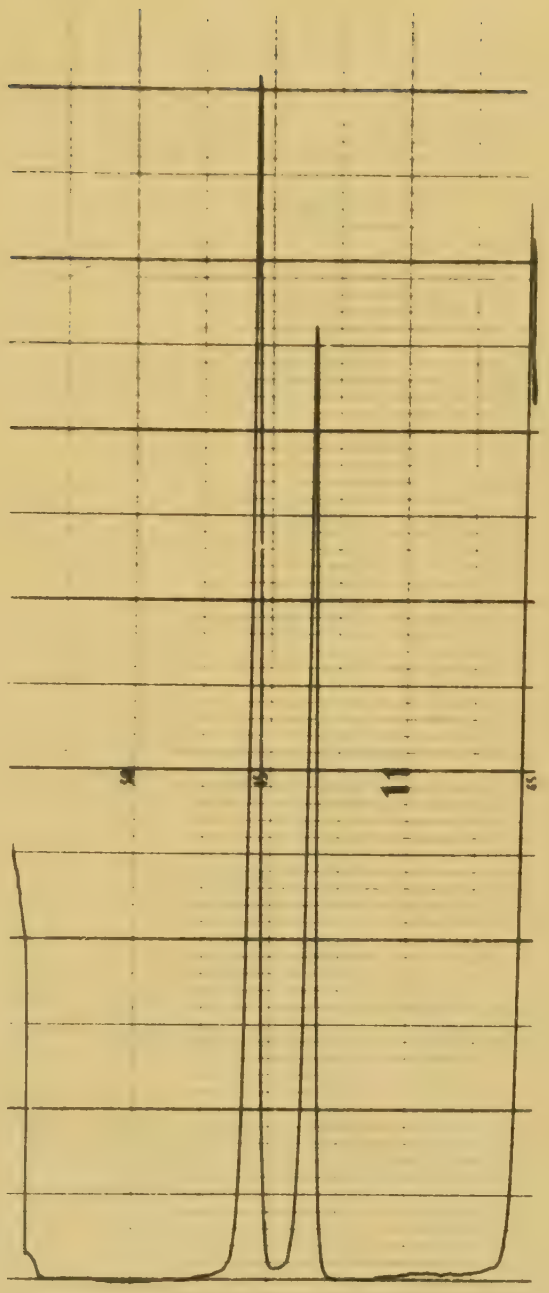

même fonction d'appareil lorsque la frange de superposition de référence diffère de la frange achromatique (ordre $p_A + 1$)
Fonction d'appareil de spectrometre a double etalon de Fabry – Perot asservi
dépaisseur : $e_1 = 31\mu$ $e_2 = 155\mu$
La frange de référence est la frange achromatique. (ordre p_A)

FIG 33



Fonction d'appareil



doublet jaune du sodium

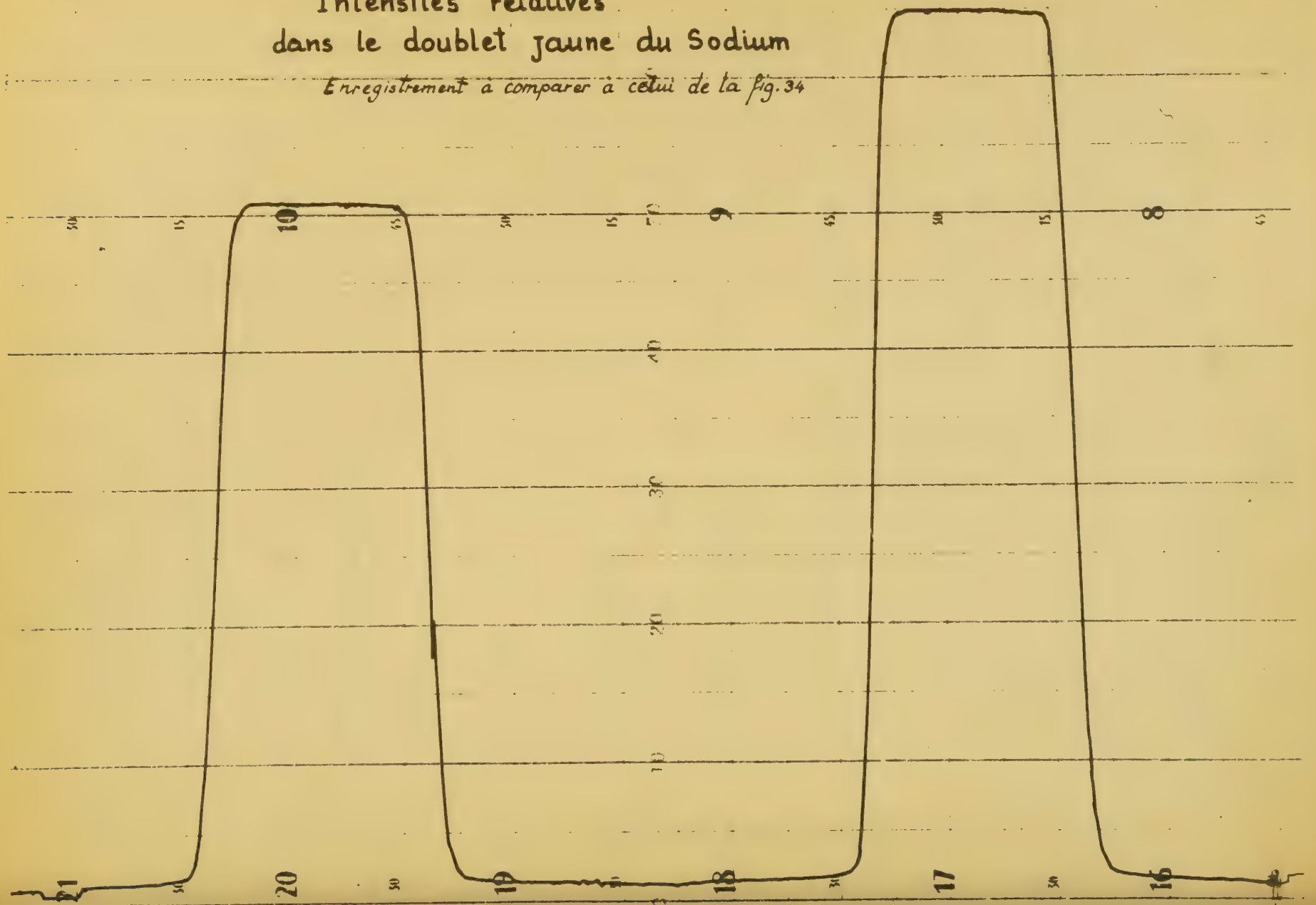
Fig 32 2 étalons $e_1 = 31\,\mu$ $e_2 = 62\,\mu$ Fig 34

Figure 35

Intensités relatives

dans le doublet jaune du Sodium

Enregistrement à comparer à celui de la fig. 34



On peut espérer réduire l'erreur statique en augmentant le gain mais il apparaît alors des oscillations pour les signaux perturbateurs forts (photo 31 - 5).

Au delà d'une certaine valeur du gain le système auto-oscille en l'absence de toute perturbation extérieure (photo 31 - 6).

IV.1.e. Résultats et avenir de la méthode.

Nous avons réussi à asservir les bandes passantes des étalons dans les rapports

$$\frac{1}{1} \qquad \frac{1}{2} \qquad \frac{1}{3} \qquad \frac{1}{4} \qquad \frac{1}{5}$$

avec un Fabry-Perot monochromateur d'épaisseur e = 31 μ et deux Fabry-Perot de finesse 20.

Nous donnons par exemple les fonctions d'appareil de la chaîne lorsque le rapport est 1/2 (fig. 32) et 1/5 (fig. 33).

Pour ce dernier cas on a la finesse globale remarquable 140 , mais le Fabry-Perot résolvant a été diaphragmé assez fortement ($\varnothing$ = 15mm).

L'enregistrement d'une bonne fonction d'appareil ne signifie pas forcément que les étalons restent synchronisés tout au long du balayage.

Pour tester les qualités de synchronisation de l'asservissement nous avons enregistré le doublet jaune du sodium, (fig. 34) la largeur d'une raie du doublet étant petite par rapport à la largeur de la fonction d'appareil.

Si une désynchronisation des bandes passantes des deux Fabry-Perot a eu lieu lorsqu'on passe d'une raie du doublet à la suivante, le rapport des intensités ne sera pas respecté.

Ce rapport peut être déterminé pour une lampe donnée dans des conditions définies, à l'aide par exemple, d'un spectromètre à réseau dont la fente d'entrée est très fine, et la fente de sortie relativement large (fig. 35).

L'enregistrement effectué au cours de la rotation du réseau sera constitué par deux trapèzes (voir enregistrement 35)

Ce test a été effectué dans le cas du rapport d'épaisseur 1/2.

Le rapport des intensités mesurées sur le spectromètre à réseau est 0,78 - et celui enregistré par notre système à double Fabry-Perot asservi 0,79 - ce qui est identique aux erreurs d'enregistrement près.

On sait en tout cas que l'on a une variation relative du facteur de transmission lors du passage d'une raie du doublet à l'autre inférieure à $\frac{1}{80}$

Si $(\sigma_1 - \sigma_2)$ représente la grandeur de la désynchronisation, $\frac{d\tau}{\tau}$ la variation relative du facteur de transmission et $\delta\sigma_2$ la largeur de pic du Fabry-Perot monochromateur on a

$\frac{d\tau}{\tau} = 4 \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\delta\sigma_2}\right)$ on peut donc dire $\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\delta\sigma_2} < 18$

Ce test n'a pas encore été effectué pour des rapports d'épaisseur plus élevés.

V.2. Considérations sur la manière dont on pourrait appliquer la méthode de synchronisation " λ_o variable" au cas d'un spectromètre constitué par l'association d'un monochromateur à réseau et deux Fabry-Perot.

Il a été montré que "le spectromètre Fabry-Perot le mieux adapté à l'étude du problème le plus général : spectres denses et intervalle spectral étendu doit être constitué du Fabry-Perot chargé de fournir la résolution, précédé d'un autre Fabry-Perot et d'un monochromateur à réseau."

Ce spectromètre présente de délicats problèmes de synchronisme de bandes passantes. Notre procédé offirait une méthode de synchronisation valable pour tous les cas et sur un grand intervalle spectral.

Comme nous allons le voir, le cas de ce spectromètre est particulièrement favorable à un asservissement des deux Fabry-Perot dans lequel la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence suit les variations de la bande passante du spectromètre.

IV.2.a. Méthode de synchronisation dans le spectromètre

IV.2.a.α. Dans la plupart des cas il est possible de synchroniser avec la précision désirable prémonochromateur à réseau et Fabry-Perot monochromateur sans avoir recours à des méthodes compliquées. [23]

IV.2.a.β. Pour l'asservissement des bandes passantes des deux Fabry-Perot on peut faire passer le faisceau de référence de la même façon que la lumière de la source à étudier à travers le prémonochromateur à réseau.

Le dispositif est schématisé sur la figure 36

L'image de la "fente de sortie" du spectromètre est à l'infini par rapport aux deux Fabry-Perot placés l'un derrière l'autre. Etroite au centre (correspondant à la résolution du prémonochromateur $R_o = \frac{R}{N}$ où R est la résolution du Fabry-Perot résolvant et N la finesse globale de la chaîne Fabry-Perot) elle laisse passer le faisceau issu de la source à étudier.

Sur les bords, la fente sera beaucoup plus large. Le faisceau de référence aura une largeur spectrale supérieure à l'intervalle spectral délivré par le prémonochromateur pour le faisceau issu de la source.

Cette largeur sera de l'ordre de :

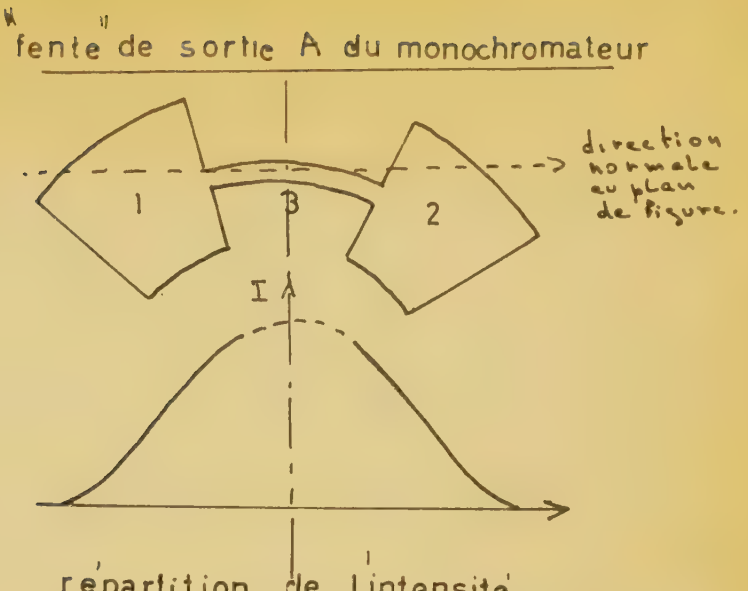
$$\Delta\lambda = \frac{m \Pi \lambda_o}{20 (m - q) A N_2}$$

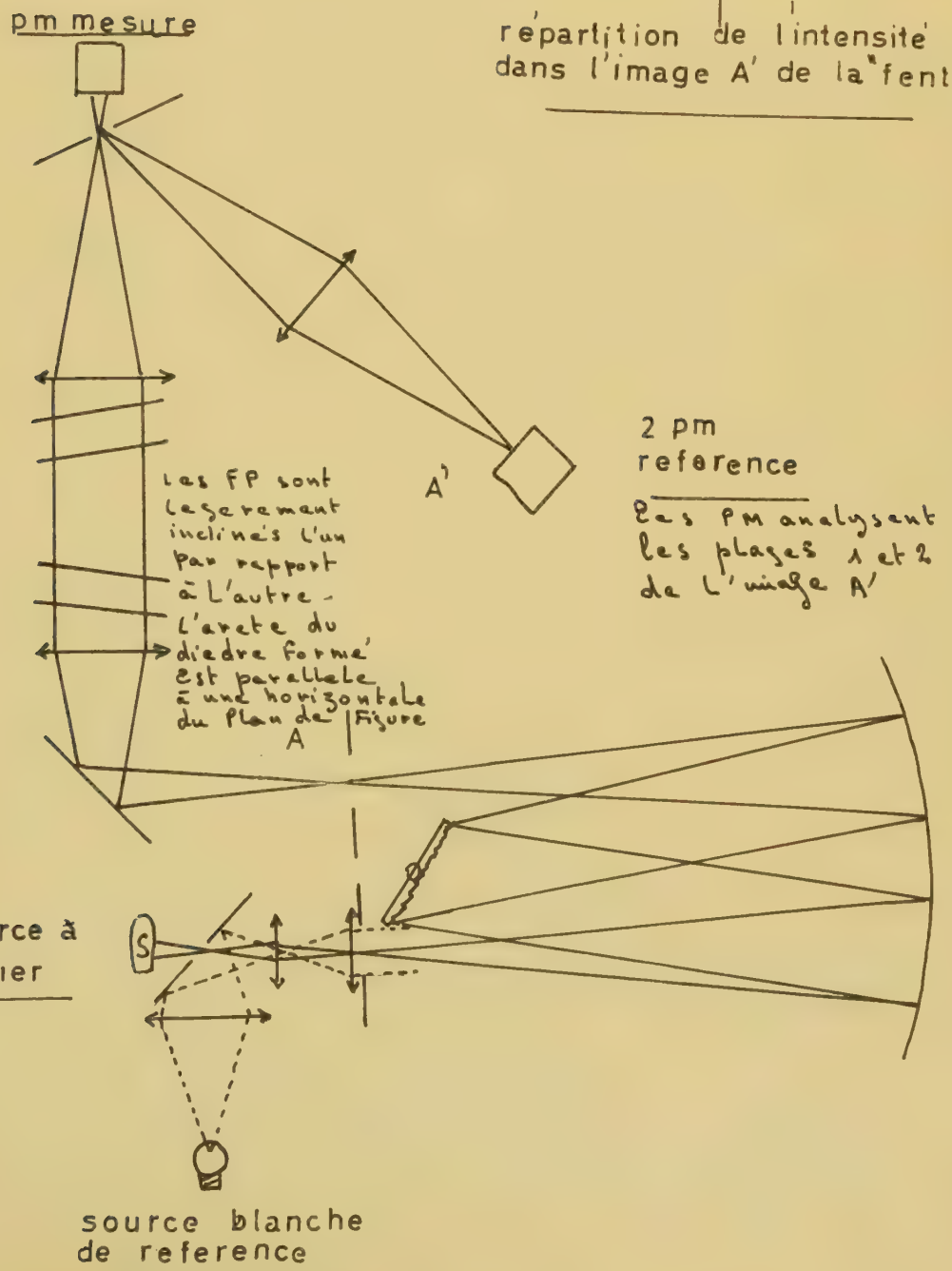
La signification de cette formule étant détaillée au paragraphe (III3)

Au cours de la rotation du réseau, la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence et bande passante du prémonochromateur resteront donc coïncidente, et la condition " λ_o variable" se trouve automatiquement réalisée.

On peut observer, lorsque les étalons sont dans le rapport $\frac{m}{q}$ et inclinés l'un par rapport à l'autre, des franges de superposition dans les régions 1 et 2 de l'image de la "fente". Une frange peut être amenée dans la position de la figure, elle traduira alors les désynchronisations des bandes passantes des deux étalons par

FIG 36


fente de sortie A du monochromateur
direction normale au plan de figure.
1
B
2
I
répartition de l'intensité dans l'image A' de la "fente"


pm mesure
A'
2 pm reference
les pm analysent les plages 1 et 2 de l'image A'
les FP sont legerement inclinés l'un par rapport à l'autre - l'arete du dièdre formé est parallele à une horizontale du plan de Figure
A
source à etudier
S
source blanche de reference

ses déplacements devant deux photomultiplicateurs analysant chacun une plage et dont on mesure la différence des courants.

Il faut remarquer qu'une désynchronisation des bandes passantes du prémonochromateur à réseau et du Fabry-Perot monochromateur se traduira aussi par un déplacement de la frange, les conditions étant cependant moins sévères.

IV.2.b. Le choix des montures d'étalons Fabry-Perot et les difficultés techniques qui en résultent.

Les montures de chaque Fabry-Perot doivent être d'un type permettant le balayage d'un grand nombre d'ordres.

Deux montures du type "ventouse asservie" pourraient par exemple convenir.

Il n'y a pas intérêt à choisir la méthode de synchronisation " λ_o variable" par rapport à la méthode " λ_o fixe" que lorsque l'intervalle spectral ($\Delta\lambda$ max.) explorable par chaque Fabry-Perot est dans un ordre donné supérieur au balayage ($\lambda - \lambda_o$) possible sans désynchronisation.

$$\Delta\lambda \text{ max} > (\lambda - \lambda_o)$$

s'écrit dans une chaîne de deuxième type :

$$\frac{g \lambda_o N_2}{R} > \frac{m \Pi \lambda_o}{20 (m - q) A N_2}$$

et dans une chaîne de premier type :

$$\frac{g \lambda_o N_2}{R} > \frac{m \Pi \lambda_o}{10 (m - 1) A N_2}$$

g étant le nombre d'ordre mécaniquement balayable par Fabry-Perot résolvant (le deuxième Fabry-Perot devant pouvoir balayer g ordres dans une chaîne de deuxième type et $\frac{g}{m}$ ordre dans une chaîne de premier type)

R la résolution à obtenir

A un coefficient qui a été défini antérieurement.

N_2 la finesse du Fabry-Perot monochromateur.

Les résultats numériques montrent qu'il est absolument inutile d'employer la méthode " λ_o variable" de préférence à la méthode " λ_o fixe" lorsque le Fabry-Perot monochromateur est un Fabry-Perot à montures piezo-électrique décrit antérieurement. Cette monture ne permet en effet que des variations d'épaisseur d'un ordre et la méthode " λ_o fixe " n'est alors mise en défaut que pour les très basses résolutions ($R < 1000$ peu utilisées). Le balayage $\Delta\lambda$ max. possible mécaniquement étant un effet inversement proportionnel à la résolution.

Un tel spectromètre (" λ_o variable") n'aurait d'intérêt qu'avec deux Fabry-Perot du type "ventouse asservie" à grand balayage.

Il reste le délicat problème de commander par la boucle de contre-réaction des pressions dans le Fabry-Perot piloté avec une précision de l'ordre de $P = 10^{-5}$ Atmosphère et mieux.
(Si x est le nombre d'ordre balayé pour une variation de pression de l'atmosphère on doit avoir la précision $P \not\# \frac{1}{50x}$ Atm).

CONCLUSIONS

Dans la première partie de ce travail , nous avons montré comment on pouvait éaliser de manière simple un Fabry-Pérot à grand balayage asservi à rester bien églé . Nous pouvons explorer actuellement 250 ordres sans déréglages supérieurs à λ /50 d'un bord à l'autre du Fabry-Pérot .

La méthode , mise au point pourra servir plus généralement chaque fois que l'on oudra , dans la pratique industrielle par exemple , assigner à deux plans des déplac- ments qui les laissent parfaitement parallèles l'un à l'autre ou qui conservent entre ux un angle donné .

Dans la seconde partie de notre étude , nous avons mis au point une méthode qui ossède un grand intérêt pour la réalisation des spectromètres Fabry-Pérot intégraux ont les avantages ont été démontrés par ailleurs .

Nous avons réussi à synchroniser les bandes passantes de deux Fabry-Pérot lacés en série .

La monture du Fabry-Pérot pilote était à balayage pneumatique et asservie à ester réglée , la seconde , une monture à cales piezo-électriques .

La méthode n'a jusqu'ici donné que des résultats partiels - Tout d'abord , nous 'avons pas pu réaliser de grands rapports d'épaisseurs entre les deux étalons - le contraste des franges de superposition est alors moins bon) . Ensuite l'une des nontures utilisées , la monture à cales piezo-électriques ne permet d'explorer que deux ntervalles entre ordres pour des variations de tensions + 1000 v à - 1000 v , ce qui éduit l'exploration possible par le spectromètre intégral à quelques centaines d'éléments pectraux .

Pour augmenter l'étendue spectrale explorable , l'étude d'une nouvelle monture basée sur nos principes d'asservissement de parallèlisme , devra être faite en fonction le son utilisation ultérieure dans un ensemble asservi en bande passante tel que celui qui a été décrit .

Même pour l'exploration de quelques éléments spectraux , notre appareil reste d'emploi délicat .

Du premier modèle que nous avons réalisé au prototype industriel que l'on peut désormais envisager , la marche sera encore difficile .

ANNEXE

Calcul du facteur de réflexion et du déphasage à la réflexion en fonction de la longueur d'onde, pour des couches multidiélectriques.

Une couche d'indice n et d'épaisseur géométrique d, peut être représentée par une matrice [10]

$$M = \begin{bmatrix} \cos \frac{2\pi nd}{\lambda} & i \sin \frac{2\pi nd}{\lambda} \\ i\,n \sin \frac{2\pi nd}{\lambda} & \cos \frac{2\pi nd}{\lambda} \end{bmatrix}$$

Un empilement de couches peut être représenté par un produit de matrices telles que celles-ci. Si cet empilement de couche est représente par la matrice carrée à quatre éléments :

$$M_t = \begin{bmatrix} a & ib \\ ic & d \end{bmatrix}$$

la lame équivalente à l'empilement a pour facteur de réflexion r, et produit un déphasage à la réflexion , tels que :

$$r = \frac{n_o (a + n_s\, i\, b) - (ic + n_s\, d)}{n_o (a + n_s\, i\, b) - (ic + n_s\, d)}$$

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$$

avec :

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{n_o\, n_s\, b - c}{(n_o - n_s)a}$$

et

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{n_o\, n_s\, b + c}{(n_o + n_s)a}$$

Considérons un empilement de couches haut indice - bas indice (voir figure 37)

soit M_N la matrice correspondant aux couches de haut indice et Mn la matrice correspondant aux couches de bas indice.

Pour la longueur d'onde λ_m on a :

$$\frac{2\pi\, n\, d}{\lambda_m} = \frac{2\pi\, n\, D}{\lambda_m} = \frac{\pi}{2}$$

Pour la longueur d'onde λ on a :

$$\frac{2\pi\, n\, d}{\lambda} = \frac{2\pi\, n\, D}{\lambda} = \frac{\pi}{2} + \varepsilon$$

avec $\varepsilon = \frac{\pi}{2} \quad \frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda_m}$

on a :

$$M_N = \begin{bmatrix} \cos\frac{2\pi\, N\, D}{\lambda} & i \sin\frac{2\pi\, N\, D}{\lambda} \\ iN \sin\frac{2\pi\, N\, D}{\lambda} & \cos\frac{2\pi\, N\, D}{\lambda} \end{bmatrix} \# \begin{bmatrix} -\varepsilon & \frac{i}{N} \\ i\, N & -\varepsilon \end{bmatrix}$$

$$Mn = \begin{bmatrix} \cos\frac{2\pi\, n\, d}{\lambda} & i \sin\frac{2\pi\, n\, d}{\lambda} \\ in \sin\frac{2\pi\, n\, d}{\lambda} & \cos\frac{2\pi\, n\, d}{\lambda} \end{bmatrix} \# \begin{bmatrix} -\varepsilon & \frac{i}{n} \\ i\, n & -\varepsilon \end{bmatrix}$$

Dans le calcul de matrices qui suit, on néglige les termes ε^2 devant les termes en ε :

matrice trois couches :

$$M_N\ M_n\ M_N\ \# \begin{bmatrix} \varepsilon\left(\frac{N}{n} + \frac{n}{N} + 1\right) & -\,i\,\frac{n}{N^2} \\ -\,i\,\frac{N^2}{n} & \varepsilon\left(\frac{N}{n} + \frac{n}{N} + 1\right) \end{bmatrix}$$

matrice cinq couches :

$$M_N\ M_n\ M_N\ M_n\ M_N \#$$

$$\varepsilon \left(\frac{N^2}{n^2} + \frac{n^2}{N^2} + \frac{N}{n} + \frac{n}{N} + 1 \right) \qquad i\ \frac{n^2}{N^3}$$

$$i\ \frac{N^3}{n^2} \qquad -\varepsilon \left(\frac{N^2}{n^2} + \frac{n^2}{N^2} + \frac{N}{n} + \frac{n}{N} + 1 \right)$$

$$M_t = M_N\ (M_n\ M_N)^3 \#$$

$$\frac{N^3}{n^3} + \frac{n^3}{N^3}) + (\frac{N^2}{n^2} + \frac{n^2}{N^2}) + (\frac{N}{n} + \frac{n}{N}) + 1 \Big] \qquad - \ i\ \frac{n^3}{N^4}$$

$$- \ i\ \frac{N^4}{n^3} \qquad \varepsilon \Big[(\frac{N^3}{n^3} + \frac{n^3}{N^3}) + (\frac{N^2}{n^2} + \frac{n^2}{N^2}) + (\frac{N}{n} + \frac{n}{N}) + 1 \Big]$$

$$M_t\ (\lambda_m) = \begin{bmatrix} o & - \ i\ \frac{n^3}{N^4} \\ - \ i\ \frac{N^4}{n^3} & o \end{bmatrix}$$

Application numérique : pour un 7 $\lambda/4$ sulfure de zinc - cryolithe

N = 2,35

n = 1,34

n_s = 1,50

$$M_t = \begin{bmatrix} a & ib \\ ic & a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 12,3\,\varepsilon & - \ i\ 0,08 \\ - \ i\ 12,6 & 12,3\,\varepsilon \end{bmatrix}$$

Si R_o est la valeur du coefficient de réflexion pour la longueur d'onde λ_m, et R la valeur du coefficient de réflexion au voisinage de λ_m, on a en négligeant les termes en $(\lambda - \lambda_m)^2$ devant les termes en $(\lambda - \lambda_m)$:

$$R_{o\,\lambda_m} = 0,96$$

$$R = 0,96 - 5,4 \left[\frac{\pi}{2} \frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda_m} \right]^2$$

Pour une valeur $(\lambda - \lambda_m) > 100$ A° , nos approximations cessent d'être valables ;

$\varepsilon > 0,03$ ne peut être considéré comme un infiniment petit devant 1

$R = 0,955$ pour $\lambda = \lambda_m \pm 100$ A°

$tg\,\varphi_{\lambda_m} = o$

$tg\,\varphi_\lambda = -2,75 \times \frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda_m}$

autour de λ_m , $\Delta\varphi = \pm 3°\ 10'$ pour $\Delta\lambda = \pm 100$ A°

Ces résultats sont résumés sur la figure 34

On trouve une courbe qui correspond aux résultats obtenus par Baumeister et Jenkins [8] et à ceux indiqués par Mc Nutt , Roesler et Chabbal dans leur article sur le Pepsios. [3]

On pourra se reporter utilement aux travaux de M. Giacomo [20]

Le tableau suivant donne un ordre de grandeur de $(\frac{d\varphi}{d\lambda})\lambda_m$ pour des couches multidiélectriques classiques :

rd /μ	9 couches $\lambda/4$	7 couches $\lambda/4$
$(\frac{d\,\phi}{d\,\lambda})\,\lambda_m = 5.400$ A°	6,1	5,9
$(\frac{d\,\phi}{d\,\lambda})\,\lambda_m = 6.000$ A°	5,5	5,3
$(\frac{d\,(\phi)}{d\,\lambda})_{\lambda m}$ indépendant de λm	6,4	6,3

FIG 37

Facteur de réflexion

Déphasage à la réflexion

7 λ / 4 à 5000 A°

(Sulfure de zinc - cryolithe).

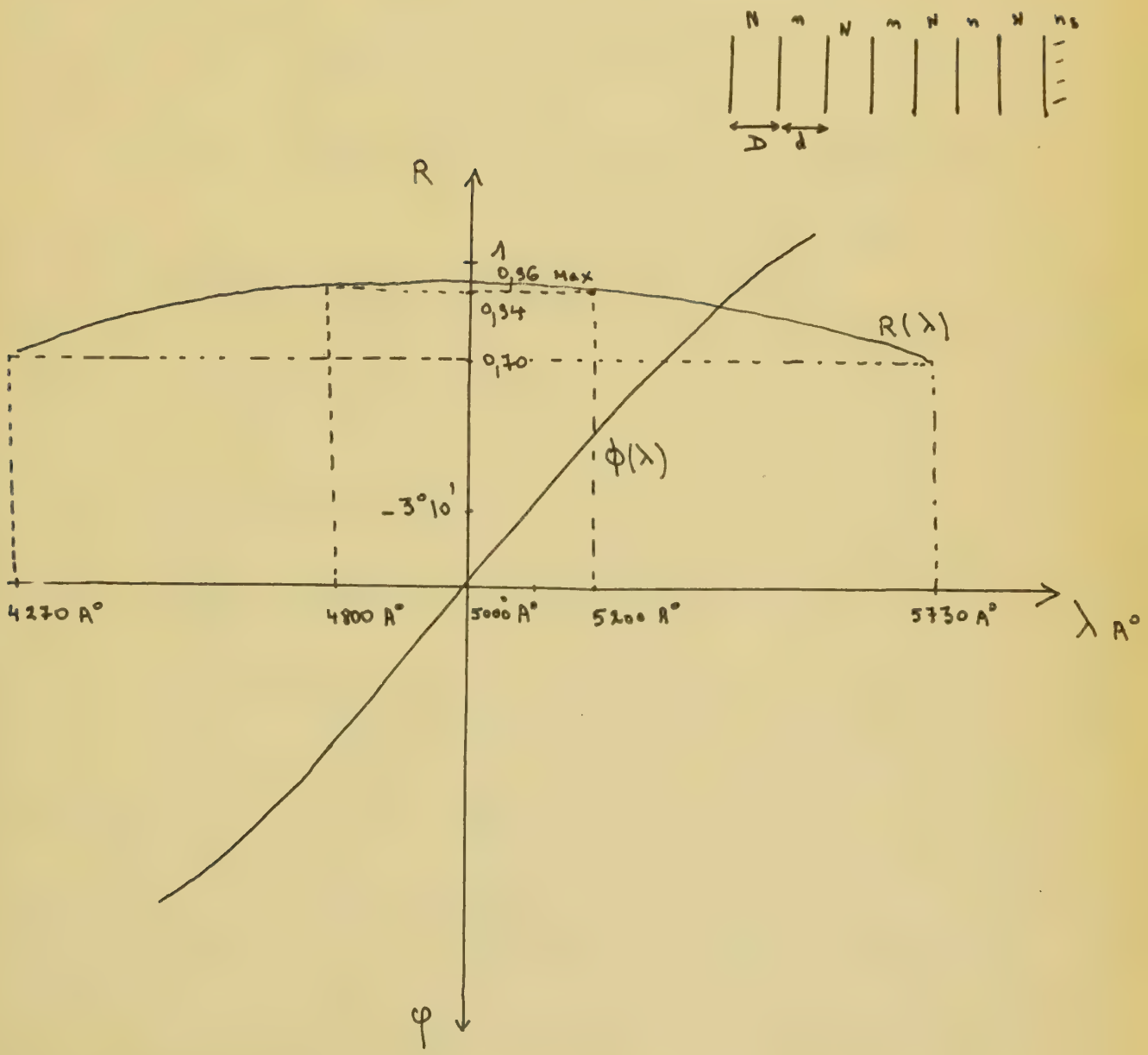


TABLE DES MATIERES

Page

TRODUCTION : L'ETALON FABRY-PEROT ASSERVI AU PARALLELISME ET DEUX ETALONS FABRY-PEROT ASSERVIS EN BANDES PASSANTES

ARTIE A : UN ETALON FABRY-PEROT ASSERVI A RESTER PARALLELE AU COURS D'UNE VARIATION DE SON EPAISSEUR.

I. Etude du Fabry-Perot asservi au parallélisme

I.I. - L'exploration du spectre à l'aide d'un spectromètre Fabry-Perot 3

I.2. -Etude d'un procédé utilisant les propriétés des franges de superposition 3

I.3. -Utilisation dans un système optique adapté. 5

II. La partie électronique de l'asservissement 10

II.1. - Système de contre-réaction 10

II.2. - Premier asservissement réalisé 11

II.3. - Système plus élaboré 11

III. Résultats et perspective d'avenir 14

ARTIE B : ASSERVISSEMENT DES BANDES PASSANTES DE DEUX SPECTROMETRES DE FABRY PEROT.

I. Etude de franges de superposition 20

I.I. - Aspect du phénomène lorsque la source est monochromatique 20

I.2. - Aspect du phénomène lorsque la source à une certaine étendue spectrale 20

I.3. - Aspect du phénomène lorsque la source est une source de lumière blanche 21

I.4. - Calcul de l'éclairement à l'infini dans le cas général. 22

I.5. - Position et interfrange des franges de superposition. 25

Page

I.6. - Franges achromatiques de superposition 26

I.7. - Intervalle entre ordre des deux étalons lorsque la condition d'achromatisme est réalisée. 27

I.8. - Méthode expérimentale faisant apparaître les franges achromatiques en lumière blanche. 29

I.9. - Visibilité des franges de superposition 30

II. Utilisation des franges de superposition pour la synchronisation des bandes passantes de deux étalons 32

- Rappel et principe de la méthode de synchronisation.

II.1. - Cas où la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence est égale à la longueur d'onde λ_2 délivrée par le Fabry-Perot monochromateur, et où les étalons sont dans un rapport d'épaisseur égal au rapport de deux nombres entiers premiers entre-eux. 35

II.2. - Cas où la longueur d'onde moyenne du faisceau de référence est égale à la longueur d'onde λ_2 délivrée par le Fabry-Perot monochromateur, et où les étalons sont dans un rapport d'épaisseur qui n'est pas tout-à-fait égal au rapport de deux nombres entiers premiers entre eux. 38

II.3. - Cas où le rapport des épaisseurs optiques est un peu différent du rapport de deux nombres entiers premiers entre eux, et où la longueur d'onde de référence est maintenue fixe au cours de l'exploration du spectre. 41

II.4. - Conclusions générales 44

III. Etendue spectrale explorable par un spectromètre asservi

III. I. - Conséquence d'une mauvaise synchronisation Précision souhaitable 46

III. 2. - Etendue spectrale explorable lorsque la longueur d'onde du faisceau de référence est synchronisée avec celle du Fabry-Perot monochromateur. 48

Page

III.3. - Etendue spectrale explorable lorsque la longueur d'onde du faisceau d'asservissement est fixe 49

- Application numérique 52

III.4. - Conclusions générales 53

IV. Réalisation expérimentale d'un spectromètre à deux Fabry-Perot à bandes passantes asservies. 55

IV.1. - Réalisation d'un spectromètre basse résolution constitué par la mise en série de deux étalons à balayages synchronisés par un faisceau de référence de longueur d'onde fixe. 56

IV.2. - Considérations sur la manière dont on pourrait appliquer la méthode de synchronisation " λ_o variable" au cas d'un spectromètre constitué par l'association d'un monochromateur à réseau et deux Fabry-Perot. 69

ANNEXE Calcul du facteur de réflexion et du déphasage à la réflexion en fonction de la longueur d'onde, pour des couches multidiélectriques. 73

BIBLIOGRAPHIE

1 R. Chabbal — Thèse
Recherches expérimentales sur la généralisation de l'emploi du spectromètre Fabry-Perot aux divers domaines de la spectroscopie.
Rev. Opt. 37 , 1958

2 R. Chabbal et P. Jacquinot — Description d'un spectromètre interférentiel Fabry-Perot.
Rev. Opt. 40 , 1961

3 J.E. Malk, D.P. Mc Nutt, F.L. Roesler and R. Chabbal — Appl. Optics 2 , 873, 1963

4 J.V. Ramsay — A Rapid-Scanning Fabry-Perot interferometer with automatic Parallelism Control
Appl. Optics 1 , 411 - 413, 1962

5 C. Fabry — Oeuvres choisies publiées à l'occasion de son Jubilé Scientifique
Gauthier-Villars Ed., Paris 1938

6 Gilles - Decaulne et Pelegrin — Théorie et calcul des asservissements
Dunod ed. Paris

7 Naslin — Technologie et calcul pratique des systèmes asservis
Critères simplifiés de stabilité
Marges de phase , p. 136 - 137
Critère de Nyquist-Cauchy, p. 143,
Dunod Ed. Paris

8 Baumeister et Jenkins — Dispersion of the phase change for dielectric multilayers
Jl. Opt. Soc. Amer 47 (1) , 58 , 1957

9 R. Chabbal — Recherche des meilleures conditions d'utilisation d'un spectromètre photoélectrique Fabry-Perot.
Jl. Recherches CNRS 24, 138, 186, 1953

10 F. Abelès — Ann. Physique 5 , 596 , 1950.

11 R. Chabbal — (Extrait de la Thèse de)
Schéma d'ensemble du système explorateur d'un spectromètre F.P. intégral
Rev. Opt. 37 , 357 , 1958

12 H. Chantrel — Un double étalon à balayage par pression
Jl. Phys. Rad. 19 , 366 , 1958

13 A. Ménage — Diplôme d'études supérieures de sciences physiques, Paris 1963

14 C. Fabry — Voir 5

15 M. Françon — Handbuch der Physik
PH XXIV Berlin, Springen. Verlaf. 1956

16 P. Jacquinot — Optique ondulatoire 1, 70 - 71
Claude Hermant ed Paris

17 — p. 61
Nature et largeur de la fonction F ( ) caractérisant le diaphragme isolateur

18 R. Chabbal
(Extrait de la Thèse de)
Rev. Opt. 37 1958
— p. 362
Conséquences d'une mauvaise synchronisation

19 — p. 91
Facteur de filtrage de divers types de spectromètres Fabry-Perot

20 P. Giacomo — Les couches réfléchissantes multidiélectriques appliquées à l'interferomètre de Fabry-Perot. Etude théorique et expérimentale des couches réelles
Rev. Opt. 35 , 317 - 354, 1956

21 P. Platz et J. Hirschberg — Etude de la température Doppler dans une décharge toroïdale à l'aide d'un interferomètre Fabry-Perot multi-canal.
CR acad. Sc. Paris 261 , 1207 - 1210, 1965

22 R. Chabbal et R. Pelletier — Principe et réalisation d'un spectromètre Fabry-Perot multi-canal : le Simac.
Japanese Journal of Applied Physics
4 (Sup. 1) 1965
(Proc. of the conf. on photog. and spect. optics (1964)

23 R. Chabbal — (Extrait de la Thèse de)
Synchronisation des mouvements du réseau et du Fabry-Perot résolvant.
Rev. Opt. 37 , 529 , 1958.